УДК 535.2+535.36+621.373 : 535.06

О ПЕРЕДАЧЕ ИНФОРМАЦИОННОГО СИГНАЛА В УСИЛИТЕЛЕ НА ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА С ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ

В. И. Одинцов

Проведено теоретическое рассмотрение усиления сигнала на стоксовой частоте в усилителе на вынужденном рассеянии света с широкополосной накачкой. Показана возможность использования такого усилителя для усиления информационного светового сигнала при условии, что информационная полоса частот много меньше ширины линии спонтанного рассеяния.

Известно, что явления вынужденного комбинационного рассеяния света и вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна могут быть использованы для усиления излучения на стоксовой частоте. Для целей передачи информации с применением усилителей на вынужденном рассеянии света представляет интерес выяснение условий, при которых усиленный сигнал отражает модуляцию входного сигнала по интенсивности, амплитуде, фазе или частоте. При монохроматической накачке наряду с естественным требованием линейного режима усиления (случай малого истощения накачки) необходимо выполнение условия

$$\Delta\omega_F \leqslant \frac{\Delta\Omega}{\sqrt{G}}, \tag{1}$$

где $\Delta\omega_F$ — ширина информационной полосы частот, $\Delta\Omega$ — ширина линии спонтанного или теплового рассеяния, $G=bI_Ll$ — логарифмический инкремент нарастания мощности стоксовой волны «на проход» усилителя, I_L — плотность мощности (интенсивность) накачки, b — коэффициент усиления на центральной частоте стоксовой линии в расчете на единичную интенсивность монохроматической накачки, l — длина рассеивающей среды.

Применение широкополосной накачки позволяет во много раз увеличить ширину полосы усиления и тем самым существенно облегчает вопрос частотной настройки. Другим преимуществом является возможность использовать для накачки усилителя лазеры с широкой линией генерации, прежде всего лазеры на органических красителях, позволяющие осуществлять плавную перестройку частоты в широком спектральном диапазоне. Коэффициент усиления усилителя на вынужденном рассеянии с широкополосной накачкой рассчитан в [1]. Однако вопрос о возможности передачи информационного сигнала в таком усилителе требует специального анализа.[1]

Расчет поля на стоксовой частоте в усилителе с широкополосной накачкой

Приводимое ниже рассмотрение представляет собой дальнейшее развитие и обоснование метода расчета, использованного в [1].

[1] Ранее об этой возможности сообщалось в [2].

Представим линейно поляризованные поля накачки (L) и 1-й стоксовой компоненты (S) в виде

$$E_L(t, z) = \int_0^\infty \mathcal{E}_L(\omega_L)\, e^{i(\omega_L t - k_L z)} d\omega_L, \tag{2}$$

$$E_S(t, z) = \int_0^\infty \mathcal{E}_S(\omega_S, z)\, e^{i(\omega_S t - k_S z)} d\omega_S, \tag{3}$$

где $k_L = k(\omega_L) = \omega_L n_L/c$, $k_S = k(\omega_S) = \pm\, \omega_S n_S/c$ (знак «—» берется для обратного рассеяния); n_L, n_S — линейные показатели преломления среды на частотах ω_L, ω_S.

Будем считать, что в среде не происходит возбуждения антистоксовых и высших стоксовых компонент. Пусть расстройка волновых векторов фононных волн для крайних частот спектра накачки ω_{L1} и ω_{L2} мала, так что

$$|\, q(\omega_{L2}, \bar{\Omega}) - q(\omega_{L1}, \bar{\Omega})| \ll \frac{\pi}{2l}, \tag{4}$$

где $q(\omega_L, \Omega) = k(\omega_L) - k(\omega_L - \Omega)$; $\bar{\Omega}$ — резонансная частота фононной волны. Тогда, выбирая начало отсчета $z = 0$ в центре рассеивающей среды, можно получить интегро-дифференциальное уравнение для медленно меняющихся амплитуд стоксова поля

$$\frac{\partial \mathcal{E}_S(\omega_S, z)}{\partial z} = \int_0^\infty a(\Omega, z)\, \mathcal{E}_L(\omega_S + \Omega)\, d\Omega, \tag{5}$$

где

$$a(\Omega, z) = \frac{c n_L}{8\pi} \zeta(\Omega) \int_0^\infty \mathcal{E}_L^*(\omega_L)\, \mathcal{E}_S(\omega_L - \Omega, z)\, d\omega_L, \tag{6}$$

$$\zeta(\Omega) = \frac{1}{2} b \frac{1 + i\rho}{1 + \rho^2}, \quad \rho = \frac{2(\Omega - \bar{\Omega})}{\Delta\Omega}.$$

Величина $a(\Omega, z)$ пропорциональна комплексно-сопряженной амплитуде фононной волны с частотой Ω.

В качестве граничного условия зададим стоксово поле на входе в среду при $z = z_0 : \mathcal{E}_S(\omega_S, z_0) = \mathcal{E}_S^0(\omega_S)$.

Положим $E_S = E_S^0 + \tilde{E}_S$, где $E_S^0 = \int_0^\infty \mathcal{E}_S^0(\omega_S)\, e^{i(\omega_S t - k_S z)} d\omega_S$ — начальное поле в усилителе, которое было бы при отсутствии накачки, а $\tilde{E}_S$ — новое поле, $\tilde{E}_S(t, z_0) = 0$. Очевидно, что

$$\mathcal{E}_S(\omega_S, z) = \mathcal{E}_S^0(\omega_S) + \tilde{\mathcal{E}}_S(\omega_S, z), \tag{7}$$

где $\tilde{\mathcal{E}}_S(\omega_S, z)$ определяется аналогично (3).

Представим $\tilde{E}_S$ в виде

$$\tilde{E}_S(t, z) = \int_0^\infty \tilde{E}_{S\Omega}(t, z)\, d\Omega, \tag{8}$$

где $\tilde{E}_{S\Omega}$ — «парциальное» поле, возбуждаемое с участием фононной волны с частотой Ω.

Амплитуды Фурье полей $\tilde{E}_S$, $\tilde{E}_{S\Omega}$ связаны выражением

$$\tilde{\mathcal{E}}_S(\omega_S, z) = \int_0^\infty \tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega}(\omega_S, z)\, d\Omega. \tag{9}$$

На основании (5)

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega}(\omega_S,\ z)}{\partial z} = a(\Omega,\ z)\,\mathcal{E}_L(\omega_S + \Omega), \tag{10}$$

где $a(\Omega,\ z)$ выражается через амплитуды «парциальных» полей с помощью (6), (7), (9).

В приближении заданного поля накачки из (10) следует

$$\tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega}(\omega_S,\ z) = f(\Omega,\ z)\,\mathcal{E}_L(\omega_S + \Omega), \tag{11}$$

где $f(\Omega,\ z) = \int\limits_{z_0}^{z} a(\Omega,\ z')\,dz'$. Соотношение (11) выражает существование сфазированности спектра «парциальных» полей $\tilde{E}_{S\Omega}$ относительно спектра накачки.

Ниже будет обоснована методика приближенного решения (10) для практически важного случая, когда ширина спектра накачки $\Delta\omega_L$ значительно превышает $\Delta\Omega$. Для определенности далее будем предполагать, что излучение накачки представляет собой стационарный гауссов случайный процесс. Применительно к этому случаю уточним требование к ширине спектра накачки. Именно, интенсивность накачки, сосредоточенная в любом спектральном интервале шириной $\Delta\Omega$, должна быть много меньше средней интенсивности накачки $\bar{I}_L$, т. е. для любой частоты ω_L

$$\int\limits_{\omega_L}^{\omega_L+\Delta\Omega} J_L(\omega'_L)\,d\omega'_L \ll \bar{I}_L, \tag{12}$$

где $J_L(\omega_L)$ — спектральная плотность интенсивности накачки.

Представим $a(\Omega,\ z)$ в виде

$$a(\Omega,\ z) = a^0(\Omega) + \tilde{a}(\Omega,\ z), \tag{13}$$

где

$$a^0(\Omega) = \frac{cn_L}{8\pi}\,\zeta(\Omega)\int\limits_0^\infty \mathcal{E}^*_L(\omega_L)\,\mathcal{E}^0_S(\omega_L - \Omega)\,d\omega_L, \tag{14}$$

$$\tilde{a}(\Omega,\ z) = \frac{cn_L}{8\pi}\,\zeta(\Omega)\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\infty \mathcal{E}^*_L(\omega_L)\,\tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega'}(\omega_L - \Omega,\ z)\,d\Omega'\,d\omega_L. \tag{15}$$

Выделим в подынтегральном выражении (15) одномерное множество элементов с $\Omega' = \Omega$, имеющих на основании (11) одинаковые фазовые множители. Даваемая ими «когерентная» часть $\tilde{a}^k(\Omega,\ z)$ равна

$$\tilde{a}^k(\Omega,\ z) = \frac{cn_L}{8\pi}\,\zeta(\Omega)\lim_{\varepsilon\to 0}\frac{1}{\delta_\varepsilon(0)}\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\infty \mathcal{E}^*_L(\omega_L)\,\tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega'}(\omega_L - \Omega,\ z)\,\delta_\varepsilon(\Omega' - \Omega)\,d\Omega'\,d\omega_L =$$

$$= \frac{cn_L}{8\pi}\,\zeta(\Omega)\,\frac{1}{\delta(0)}\int\limits_0^\infty \mathcal{E}^*_L(\omega_L)\,\tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega}(\omega_L - \Omega,\ z)\,d\omega_L, \tag{16}$$

где $\delta_\varepsilon(x) = 1/2\varepsilon$ при $|x| \leqslant \varepsilon$ и $\delta_\varepsilon(x) = 0$ при $|x| > \varepsilon$.

Используя (11), получим

$$\tilde{a}^k(\Omega,\ z) = \zeta(\Omega)\,\bar{I}_L f(\Omega,\ z). \tag{17}$$

Обозначая $\tilde{a}'(\Omega,\ z)$ остальную часть $\tilde{a}(\Omega,\ z)$, связанную с полями $\tilde{E}_{S\Omega'}$, $\Omega' \neq \Omega$, запишем

$$\tilde{a}(\Omega,\ z) = \tilde{a}^k(\Omega,\ z) + \tilde{a}'(\Omega,\ z), \tag{18}$$

$$\tilde{a}'(\Omega,\ z) = \frac{cn_L}{8\pi}\,\zeta(\Omega)\int\limits_0^\infty d\omega_L\,\mathcal{E}^*_L(\omega_L)\int\limits_0^\infty d\Omega'\,\tilde{\mathcal{E}}_{S\Omega'}(\omega_L - \Omega,\ z), \tag{19}$$

где $\oint$ означает, что из области интегрирования исключена бесконечно-малая окрестность точки $\Omega' = \Omega$.

На основании (19), (11) следует ожидать, что при выполнении (12) $\tilde{a}'(\Omega, z)$ будет мала

$$|\tilde{a}'(\Omega, z)| \ll |\tilde{a}^k(\Omega, z)|. \tag{20}$$

Исключение может иметь место для тех значений Ω, при которых поля $\tilde{E}_{S\Omega}$ являются малыми и не вносят существенного вклада в полную интенсивность нового поля.

Пренебрегая $\tilde{a}'(\Omega, z)$ из (10), (13) и (18) получим уравнение для нового поля в нулевом приближении

$$\frac{\partial \underline{\tilde{\mathscr{E}}}_{S\Omega}(\omega_S z)}{\partial z} = [a^0(\Omega) + \underline{\tilde{a}}^k(\Omega, z)]\, \mathscr{E}_L(\omega_S + \Omega) \tag{21}$$

(поля в нулевом приближении и зависящие от них величины будем подчеркивать одной чертой снизу). Решение (21) легко находится при использовании соотношений (11) и (17).

Уравнение для поля в 1-м приближении может быть получено из (10), (13) и (18) путем замены $\tilde{a}'(\Omega, z)$ на величину $\underline{\tilde{a}}'(\Omega, z)$, вычисленную с использованием известных функций нулевого приближения. Из этого уравнения и (21) следует уравнение для поправки 1-го приближения $\tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}(\omega_S, z)$, определяемой равенством

$$\underline{\underline{\tilde{\mathscr{E}}}}_{S\Omega}(\omega_S, z) = \underline{\tilde{\mathscr{E}}}_{S\Omega}(\omega_S, z) + \tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}(\omega_S, z), \tag{22}$$

где двойная черта снизу означает 1-е приближение

$$\frac{\partial \tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}(\omega_S, z)}{\partial z} = [\underline{\tilde{a}}'(\Omega, z) + \tilde{a}^{k\,(1)}(\Omega, z)]\, \mathscr{E}_L(\omega_S + \Omega), \tag{23}$$

где $\tilde{a}^{k\,(1)}(\Omega, z) = \underline{\underline{\tilde{a}}}^k(\Omega, z) - \underline{\tilde{a}}^k(\Omega, z)$ и может быть получено из (16) заменой $\tilde{\mathscr{E}}_{S\Omega}$ на $\tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}$. Аналогично (11), (17)

$$\tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}(\omega_S, z) = f^{(1)}(\Omega, z)\, \mathscr{E}_L(\omega_S + \Omega), \tag{24}$$

$$\tilde{a}^{k\,(1)}(\Omega, z) = \zeta(\Omega)\, \bar{I}_L f^{(1)}(\Omega, z), \tag{25}$$

причем $f^{(1)} = \underline{\underline{f}} - \underline{f}$.

Поправка $\tilde{\mathscr{E}}^{(1)}_{S\Omega}$ легко находится из (23) при использовании (24), (25). Увеличивая точность расчета, она одновременно позволяет оценить ошибку нулевого приближения. Оказывается, что последняя значительно возрастает в том случае, когда при $|\Omega - \bar{\Omega}| \leqslant \Delta\Omega/2$ величина $a^0(\Omega)$ существенно меньше, чем при других значениях Ω. Если исключить этот случай, то для нулевого приближения относительная ошибка в интенсивности нового поля составляет $\sim (1/\sqrt{\bar{G}(z)})\,(0.5\bar{G}(z) - 1)^2\, \Delta\Omega/\Delta\omega_L$, где $\bar{G}(z) = b\bar{I}_L(z - z_0)$ считается значительно больше единицы.

Ниже мы ограничимся нулевым приближением, считая, что в условиях задачи его точность достаточно велика. Черту, обозначавшую нулевое приближение, будем опускать.

Решение (21) дается выражением

$$\tilde{\mathscr{E}}_{S\Omega}(\omega_S, z) = \frac{cnL}{8\pi}\,\frac{1}{\bar{I}_L}\, \mathscr{E}_L(\omega_S + \Omega)\, K(\Omega, z) \int\limits_0^\infty \mathscr{E}^*_L(\gamma + \Omega)\, \mathscr{E}^0_S(\gamma)\, d\gamma, \tag{26}$$

где $K(\Omega, z) = e^{\zeta(\Omega)\bar{I}_L(z - z_0)} - 1$.

Вводя огибающие $A_L(t, z) = E_L(t, z)\, e^{-i[\bar{\omega}_L t - k(\bar{\omega}_L) z]}$, $A_S(t, z) = E^-_S(t, z)\, e^{-i[\bar{\omega}_S t - k(\bar{\omega}_S) z]}$, где $\bar{\omega}_L - \bar{\omega}_S = \bar{\Omega}$, получим на основании (3), (7), (9) и (26)

$$A_S(t, z) = A^0_S(t, z) + \frac{cn_L}{8\pi}\,\frac{1}{\bar{I}_L}\, A_L(t, z)\, \Phi[E^0_S(t, z)], \tag{27}$$

где функционал Φ определяется через амплитуды Фурье поля E_S^0

$$\Phi [E_S^0 (t, z)] = \int\limits_0^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty \mathscr{E}_S^0 (\gamma) \mathscr{E}_L^* (\gamma + \bar\Omega + \xi) K (\bar\Omega + \xi, z) e^{-i\xi\Theta} d\gamma d\xi, \qquad (28)$$

где $\Theta = t - (z/\bar u_S)$, $\bar u_S = u(\bar\omega_S)$ — групповая скорость на частоте $\bar\omega_S$.

Отметим, что в приближении заданного поля накачки стоксово поле линейно зависит от граничных условий и может быть представлено в виде

$$E_S = \int\limits_0^\infty E_{S\gamma} d\gamma, \qquad (29)$$

где в качестве $E_{S\gamma}$ удобно взять решение, соответствующее монохроматическому начальному полю

$$E_{S\gamma}^0 = \mathscr{E}_S^0 (\gamma) e^{i[\gamma t - k(\gamma) z]}. \qquad (30)$$

Величины, линейно зависящие от стоксова поля, такие как a и f, также представляются в виде интегралов по γ от своих спектральных плотностей α_γ, f_γ. Это проявляется, в частности, в структуре выражений (26), (28).

Используя решение в нулевом приближении, покажем, что неравенство (20) выполняется. Для упрощения записи примем, что начальное поле имеет вид (30). Тогда из (19) и (26) следует

$$\tilde a_\gamma (\Omega, z) = \left(\frac{cn_L}{8\pi}\right)^2 \frac{1}{\bar I_L} \zeta (\Omega) \mathscr{E}_S^0 (\gamma) \int\limits_0^\infty d\Omega' \int\limits_0^\infty d\omega_L \mathscr{E}_L^* (\gamma + \Omega') \mathscr{E}_L^* (\omega_L) \mathscr{E}_L \times$$
$$\times (\omega_L - \Omega + \Omega') K (\Omega', z). \qquad (31)$$

В $\tilde a'_\gamma$ можно выделить «когерентную» часть, соответствующую значению $\omega_L = \gamma + \Omega$, которая, как можно показать, связана с действием рассматриваемого ниже «регулярного» поля. Однако она оказывается много меньше как $\tilde a_\gamma^k$, так и основной части $\tilde a'_\gamma$.

Вычисляя по известным правилам [3,4] среднее по ансамблю реализаций E_L и считая для простоты, что $J_L(\omega_L)$ мало меняется на спектральном интервале шириной $\sim\Delta\Omega$, получим, пренебрегая малыми членами,

$$\overline{|\tilde a'_\gamma (\Omega, z)|^2} = \frac{cn_L}{8\pi} |\zeta (\Omega)|^2 |\mathscr{E}_S^0 (\gamma)|^2 \delta (0) J_L (\gamma + \bar\Omega) \Delta\Omega (B - 2A) \int\limits_0^\infty \eta_L (\omega_L)^2 d\omega_L, \qquad (32)$$

где A и B интегралы, введенные в [1], $\eta_L (\omega_L) = J_L (\omega_L)/\bar I_L$.

Находя $|\tilde a_\gamma^k (\Omega, z)|^2$ с помощью (16) и (26) и усредняя его по ансамблю реализаций E_L, получим при $\bar G(z) > 1$ $\overline{|\tilde a'_\gamma (\Omega, z)|^2}/\overline{|\tilde a_\gamma^k (\Omega, z)|^2} \sim \Delta\Omega/\Delta\omega_L \sqrt{\bar G (z)} \ll \ll 1$. Эта оценка может быть нарушена только для тех значений Ω, при которых поля $\tilde E_{S\Omega}$ оказываются малы.

Из стоксова поля можно выделить часть, не зависящую от реализации поля E_L, которую назовем «регулярным» полем $E_S^p (t, z)$. Амплитуда Фурье этого поля равна

$$\mathscr{E}_S^p (\omega_S, z) = \mathscr{E}_S^0 (\omega_S) \left(1 + \int\limits_0^\infty \eta_L (\omega_S + \Omega) K (\Omega, z) d\Omega\right). \qquad (33)$$

Если в (33) можно считать $\eta_L (\omega_S + \Omega) \approx \mathrm{const} = \eta_L$, то $E_S^p (t, z) = = E_S^0 (t, z) (1 + \eta_L \Delta\Omega A)$ и «регулярное» поле в каждой точке z повторяет временное изменение начального поля.

При значительных усилениях интенсивность регулярного поля оказывается много меньше интенсивности полного поля, приведенной в [1], что объясняется сравнительно медленным ростом A с $\bar{G}$. Поэтому выделение «регулярного» поля оказывается возможным, только если спектр начального поля E_S^0 сосредоточен в малом спектральном интервале $\Delta\omega_S^0 \ll \ll \Delta\Omega$, а на выходе усилителя производится спектральное разложение с выделением того же интервала. При этом, чем больше $\bar{G}$, тем меньше должен быть интервал $\Delta\omega_S^0$. Ввиду малого усиления и узкой полосы частот передача информационного сигнала с использованием «регулярного» поля является нецелесообразной. Возможность использования для этой цели полного поля рассматривается в следующем разделе.

Проведенное выше теоретическое рассмотрение, основанное на применении спектрального метода, автоматически распространяется и на случай дискретного спектра накачки, состоящего из независимых (несфазированных) мод. Последнее требование, как и условие большой ширины спектра накачки (12), необходимо для выполнения (20). Если, однако, расстояние между соседними модами $\delta\omega \gg \Delta\Omega$, то $\tilde{a}' \approx 0$, $\tilde{a} \approx \tilde{a}^k$, что позволяет допустить фазировку мод и отказаться от условия (12). Допустимость фазировки физически связана с тем, что даже при синхронизации всех мод интервалы между импульсами накачки $\sim 2\pi/\delta\omega$ в случае $\delta\omega \gg \gg \Delta\Omega$ будут много меньше времени существования фононной волны $\sim 2\pi/\Delta\Omega$. Что касается отказа от условия (12), то он, в частности, определяет применимость теории к случаю монохроматической накачки $E_L(t, z) = \hat{E}_L e^{i[\bar{\omega}_L t - k(\bar{\omega}_L)z]}$, когда в формулах следует положить $\mathcal{E}_L(\omega_L) = \hat{E}_L = \hat{E}_L \delta(\omega_L - \bar{\omega}_L)$. Отметим, что вынужденное рассеяние при $\delta\omega \gg \Delta\Omega$ на основе спектрального метода рассматривалось в [5].

Усиление модулированного сигнала и осуществление демодуляции

В области между передатчиком и усилителем поле можно представить в виде $E_S(t, z) = F(t, z)\, E_{S1}(t, z)$, где F — модулирующая функция, а E_1 — несущее поле, соответствующее некоторому фиксированному состоянию модулятора, для которого полагается $F=1$.

Пусть спектр поля E_{S1} имеет ширину $\Delta\omega_{S1}^0$ и среднюю частоту $\bar{\omega}_S$. Вблизи передатчика $(z=z')$ модулирующая функция $F(t, z')$ заведомо изменяется со временем в соответствии с информационным сигналом. Будем считать, что спектр этой функции сосредоточен около нулевой частоты и имеет ширину $\Delta\omega_F$. Чтобы не происходило искажения информационного сигнала вследствие дисперсии групповой скорости, необходимо, чтобы характерное время изменения F $\tau_F \sim 2\pi/\Delta\omega_F$ было много больше временного расплывания волновых пакетов с шириной спектра $\Delta\omega_{S1}^0 + \Delta\omega_F$ на пути от передатчика до усилителя. В этом случае $F(t, z) \approx \approx F\left(t - \frac{z - z'}{\bar{u}_s}, z'\right)$.

Начальное поле в усилителе можно записать в виде $E_S^0(t, z) = F(t, z) \times E_{S1}^0(t, z)$, где E_{S1}^0 — начальное поле, возникающее при падении на усилитель несущего поля, а модулирующая функция F непрерывна в точке z_0.

Далее будем считать, что $\Delta\omega_F \ll \delta\Omega = \Delta\Omega/\sqrt{\bar{G}}$, где $\bar{G} = b\bar{I}_L l$ считается больше единицы. Тогда из (28) можно получить $\Phi[E_S^0] = \Phi[FE_{S1}^0] \approx E\Phi[E_{S1}^0]$, вследствие чего (27) принимает вид

$$A_S(t, z) = F(t, z)\, A_{S1}(t, z), \tag{34}$$

где A_{S1} — огибающая поля в усилителе при начальном поле E_{S1}^0, которая определяется (27) при замене A_S, A_S^0 и E_S^0 на A_{S1}, A_{S1}^0 и F_{S1}^0.

Условие (4) с учетом $\Delta\omega_L \gg \Delta\Omega$, $\Delta\omega_F \ll \delta\Omega$ дает $F(t, z) \approx F(t - (z - z_0)/\bar{u}_S, z_0)$, даже если ширина спектра $E_S^0(t, z)\, \Delta\omega_S^0$ значительно больше $\Delta\omega_L$. Поэтому $F(t, z)$ в каждой точке усилителя изменяется в соответствии с информационным сигналом. Чтобы определить характер изменения $A_{S1}(t, z)$, рассмотрим, как изменяется $\Phi[F_{S1}^0]$.

В случае монохроматического несущего поля $E_{S1}^{0} = A_{S1}^{0} e^{i[\overline{\omega}_S t - k(\overline{\omega}_S) z]}$, $A_{S1}^{0} = \mathrm{const}$, $\Phi[E_{S1}^{0}] = A_{S1}^{0} A_L^{(\overline{\omega}_S + \overline{\Omega})*}(t, z)$, где

$$A_L^{(\overline{\omega}_S+\overline{\Omega})*}(t, z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_L^{*}(\overline{\omega}_S + \overline{\Omega} + \xi)\, K(\overline{\Omega} + \xi, z)\, e^{-i\xi\Theta} d\xi. \qquad (35)$$

Ширина распределения $|K(\overline{\Omega} + \xi, z)|^2$ по ξ составляет при $\overline{G}(z) > 1$ $\sim \delta\Omega(z) = \Delta\Omega \sqrt{\overline{G}(z)}$. Поэтому $A_L^{(\overline{\omega}_S+\overline{\Omega})}$ имеет смысл огибающей поля, даваемого интервалом спектра накачки вблизи частоты $\overline{\omega}_S + \overline{\Omega}$ шириной $\sim\delta\Omega(z)$, в котором амплитуды спектральных компонент изменены умножением на K^*. Несущая частота берется равной $\overline{\omega}_S + \overline{\Omega}$. На основании (4) здесь можно считать $\overline{u}_S \approx u(\overline{\omega}_S + \overline{\Omega})$, $\Theta \approx t - (z/u(\overline{\omega}_S + \overline{\Omega}))$. Характерное время флуктуаций $A_L^{(\overline{\omega}_S+\overline{\Omega})}(t, z)$ очевидно, составляет $\sim 2\pi/\delta\Omega(z)$.

В общем случае можно записать

$$\Phi[E_{S1}^{0}(t, z)] = \int\limits_{0}^{\infty} \mathcal{E}_{S1}^{0}(\omega_S)\, A_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})*}(t, z)\, d\omega_S, \qquad (36)$$

где $A_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})*}$ дается (35) с заменой $\overline{\omega}_S$ на ω_S.

Нетрудно видеть, что $\Phi[E_{S1}^{0}]$ изменяется не быстрее, чем с характерным временем $\sim 2\pi/\delta\Omega(z)$. Поэтому новое поле в усилителе не может отражать быстрых изменений огибающей входного сигнала, что физически связано с «инерцией» фононов.

Если, напротив, время изменения A_{S1}^{0} больше $2\pi/\delta\Omega(z)$, то наряду с флуктуациями со временем $\sim 2\pi/\delta\Omega(z)$ $\Phi[E_{S1}^{0}]$ испытывает также медленное изменение, отражающее с определенными искажениями изменение A_{S1}^{0}. Последние будут малыми, когда время изменения A_{S1}^{0} оказывается много больше $2\pi/\delta\Omega(z)$. Это становится очевидным, если в (36) перейти от огибающей $A_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})}$ к полю $E_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})} = A^{(\omega_S+\overline{\Omega})} e^{i[\omega_S t - k(\omega_S) z]}$ и учесть, что $E_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})}$ мало меняется при изменении ω_S на величину, значительно меньшую $\delta\Omega(z)$. Одновременно замечаем, что $\Phi[E_{S1}^{0}]$ не может изменяться медленнее, чем A_{S1}^{0}, поскольку множитель $E_L^{(\omega_S+\overline{\Omega})*}$ не может внести в подынтегральное выражение корреляцию по ω_S.

В дальнейшем будем считать, что несущее поле E_{S1}^{0} либо является монохроматическим, либо имеет достаточно большую ширину спектра $\Delta\omega_{S1}^{0} \gg \Delta\omega_F$ и представляет собой стационарный случайный или периодический процесс, в котором огибающая A_{S1}^{0} изменяется значительно быстрее, чем F. В обоих случаях A_{S1} в (34) изменяется много быстрее F и среднее значение $|A_{S1}|^2$ за время от t до $t + \Delta t$, где $\Delta t \ll \tau_F$, не зависит от t.

Это позволяет использовать обычные методы демодуляции — прямое детектирование, гомодинное и гетеродинное оптическое смешение [6] с некоторыми особенностями, которые будут отмечены ниже.

Рассмотрим, как наиболее общий случай, гетеродинное оптическое смешение. Пусть начальное поле сигнала гетеродина, который подается на вход усилителя вместе с исследуемым сигналом, характеризуется огибающей $A_S^{0\prime}(t, z)$ и несущей частотой $\overline{\omega}_S'$ (при гомодинном смешении и прямом детектировании надо положить соответственно $\overline{\omega}_S' = \overline{\omega}_S$ или $A_S^{0\prime} = 0$). Пусть $|\overline{\omega}_S' - \overline{\omega}_S| \ll \delta\Omega$ и $A_S^{0\prime}(t, z) = \alpha' A_{S1}^{0}(t, z)$, где α' — комплексная постоянная. Вынося медленно меняющуюся функцию за знак функционала Φ, получим для огибающей суммарного поля

$$A_{S\Sigma}(t, z) = \left[F(t, z) + \alpha' e^{i(\overline{\omega}_S' - \overline{\omega}_S)\Theta}\right] A_{S1}(t, z), \qquad (37)$$

где в качестве несущей частоты взята $\overline{\omega}_S$.

Ток детектора, расположенного при $z=l$, пропорционален

$$i \sim |A_{S\Sigma}(t,\ l)|^2 = |A_{S1}(t,\ l)|^2 + \Big\{|F(t,\ l)|^2 + |\alpha'|^2 + \\ + \Big[F(i,\ l)\,\alpha'^{*} l^{-i(\bar{\omega}'_S - \bar{\omega}_S)\left(t - \frac{l}{u_S}\right)} + \text{к. с.}\Big]\Big\}. \tag{38}$$

Быстрые изменения тока, обусловленные множителем $|A_{S1}|^2$, могут быть сглажены с помощью низкочастотного фильтра или за счет инерционности детектора, после чего задача демодуляции сводится к известной [6].

Условие $A_S^{0'} = \alpha' A_{S1}^0$ позволяет использовать местный гетеродин только при монохроматическом несущем поле E_{S1}^0. При широкополосном E_{S1}^0 гомодинное оптическое смешение можно осуществить путем наложения у передатчика модулированного и несущего полей, что эквивалентно использованию другой модулирующей функции $F' = F + \alpha'$. Гетеродинное смешение при широкополосном E_{S1}^0 осложняется необходимостью иметь поле, отличающееся от E_{S1}^0 сдвигом частоты несущей $\bar{\omega}_S \to \bar{\omega}'_S$.

Быстрые флуктуации тока, обусловленные множителем $|A_{S1}|^2$ в (38), можно исключить также с помощью сигнала сравнения, проходящего через усилитель под небольшим углом к исследуемому сигналу и регистрируемого на другом приемнике методом прямого детектирования. Если $A_S^{0''} = \alpha'' A_{S1}^0$, $|\bar{\omega}''_S - \bar{\omega}_S| \ll \delta\Omega$, где $A_S^{0''}$, $\bar{\omega}''_S$ — огибающая начального поля и несущая частота сигнала сравнения, α'' — комплексная постоянная, то $A''_S = \alpha'' A_{S1}$ и ток этого приемника, определяемый $|A''_S(t,\ l)|^2$, оказывается пропорционален $|A_{S1}(t,\ l)|^2$. Практически применение сигнала сравнения ввиду условия $A_S^{0''} = \alpha'' A_{S1}^0$ удобно только при монохроматическом несущем поле E_{S1}^0.

Отметим, что сигнал сравнения можно использовать также для исключения возможных искажений информационного сигнала на пути от передатчика до усилителя. Если при этом не требуется одновременно исключить и флуктуации тока из-за $|A_{S1}|^2$, а можно ограничиться сглаживанием их с помощью низкочастотного фильтра, то приведенные выше требования к огибающей и несущей частоте сигнала сравнения не являются обязательными.

Итак, передача информационного сигнала в усилителе с широкополосной накачкой оказывается возможной при том же ограничении на ширину информационной полосы частот $\Delta\omega_F \ll \delta\Omega$, что и при монохроматической накачке (1). Несущее поле может быть как монохроматическим, так и широкополосным с шириной спектра, значительно превышающей $\Delta\omega_F$. При импульсной модуляции интервалы между импульсами, очевидно, должны быть существенно больше, чем $2\pi/\delta\Omega$.

Литература

[1] Ф. А. Королев, О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Письма ЖТФ, *2*, 224, 1976.

[2] В. И. Одинцов. Тез. докл. на VIII Всесоюзн. конф. по когерентной и нелинейной оптике, *2*, 181. Тбилиси, 1976.

[3] С. Голдман. Теория информации. ИЛ, М., 1957.

[4] Д. Мидлтон. Введение в статистическую теорию связи. «Советское радио», М.,1962.

[5] Ф. А. Королев, З. А. Баскакова, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., *39*, 60, 302, 1975.

[6] В. К. Пратт. Лазерные системы связи. «Связь», М., 1972.

Поступило в Редакцию 26 октября 1976 г.