

УДК 621.378.9.535.82

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХПРОХОДОВОМ УСИЛИТЕЛЕ  
С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ**

*A. A. Бетин, Н. Д. Миловский, Н. Ф. Рульков, Н. Ю. Русов*

Исследованы эффективность усиления и точность обращения волнового фронта светового пучка с мелкомасштабной поперечной структурой, распространяющегося в двухпроходовом усилителе с ОВФ-зеркалом в режиме насыщения. Определены условия, при которых величина искажений структуры поля, вносимых активной средой, невелика и соотношение обращенного сигнала и помех на выходе усилителя определяется, в основном, погрешностями ОВФ-зеркала.

Требование высокой энергетической эффективности оптических квантовых усилителей приводит к необходимости использования режима насыщения активной среды излучением. В свою очередь, именно насыщение среды является неустранимым источником нелинейных искажений поля. Указанное противоречие имеет прямое отношение к двухпроходовому усилителю с ОВФ-зеркалом, на выходе которого требуется получить усиленный сигнал, не отличающийся от входного распределением интенсивности и имеющий по отношению к нему сопряженный волновой фронт (ВФ). Точность обращения волнового фронта в такой системе определяется точностью обращения фазового фронта в нелинейном зеркале и величиной искажений, которые вносит активная среда усилителя. Пространственная неоднородность коэффициента усиления среды наводится, в основном, отраженной от ОВФ-зеркала мощной волной и проявляется наиболее существенно в условиях одновременного распространения в усилителе прямой и обратной волн. Такая ситуация является типичной для мощных CO<sub>2</sub>-лазеров, характерная длительность импульса которых (порядка 1 мкс) превышает время пробега света до ОВФ-зеркала и обратно.

Поперечное распределение интенсивности во входном пучке представляет собой, как правило, быстро изменяющуюся нерегулярную функцию поперечных координат. Такая структура поля может развиваться также из падающего на вход плавно неоднородного пучка вследствие оптических неоднородностей активной среды самого усилителя (в особенности, CO<sub>2</sub> и химических лазеров). Исследования распространения пространственно неоднородного излучения в усилителях [1, 2], вынужденного рассеяния модулированных пучков [3] указали на возможность существования режима «самоусреднения» наводимых неоднородностей среды при наличии мелкомасштабной пространственной структуры поля. В этом режиме среда в среднем остается однородно усиливающей и поле усиливается без искажения своей пространственной структуры.

В настоящей работе исследуется возможность реализации подобного режима «самоусреднения» при усилении встречных световых пучков сложной структуры в двухпроходовом усилителе с ОВФ-зеркалом. Целью работы является определение сравнительной доли искажений, вносимых ОВФ-зеркалом и средой усилителя, а также выяснение условий, при которых возможна высокая точность сопряжения волнового фронта, несмотря на насыщение активной среды излучением.

Пусть в активном слое двухпроходового усилителя распространяются прямая и отраженная от ОВФ-зеркала линейно поляризованные волны  $\mathcal{E}_{\pm}(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(i\omega t \mp ikz)$ , у которых поперечные размеры неоднородностей структуры  $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, z)$  много меньше ширины пучка ( $\rho_0 \ll \ll r_0$ ), а длина дифракционного расплывания пучков много больше длины усилителя ( $kr_{000} \gg L$ ). В квазиоптическом приближении ( $\lambda \ll \rho_0 \ll kr_{000}$ ) комплексные амплитуды  $\mathcal{E}_{\pm}$  полей, распространяющихся в двухуровневой среде с однородно уширенной линией люминесценции, описываются связанными параболическими уравнениями [4, 5]

$$\hat{L}\mathcal{E}_{+} \equiv \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) \mathcal{E}_{+} = \kappa_{+} \mathcal{E}_{+}, \quad \hat{L}^* \mathcal{E}_{-} = \kappa_{-} \mathcal{E}_{-}, \quad (1)$$

где

$$\kappa_{\pm} = \pm \frac{\kappa(1 - i\delta)}{4I_{\pm}} \frac{[(1 + I_{+} + I_{-})^2 - 4\gamma I_{+} I_{-}]^{1/2} \pm I_{+} \mp I_{-} - 1}{[(1 + I_{+} + I_{-})^2 - 4\gamma I_{+} I_{-}]^{1/2}}. \quad (2)$$

В соотношении (2) интенсивности волн  $I_{\pm} = \mathcal{E}_{\pm} \mathcal{E}_{\pm}^*$  нормированы на интенсивность насыщения,  $\kappa$  — ненасыщенный инкремент нарастания интенсивности,  $\delta$  — отстройка частоты поля от частоты перехода в среде, нормированная на ширину линии. Коэффициент  $\gamma$  различен для интерферирующих ( $\gamma = 1$ ) и неинтерферирующих ( $\gamma = 0$ ) полей  $\mathcal{E}_{+}, \mathcal{E}_{-}$ . Последний случай реализуется, если поляризации волн  $\mathcal{E}_{+}$  и  $\mathcal{E}_{-}$  взаимно ортогональны или частотный спектр излучения достаточно широк, так что интерференционное слагаемое в интенсивности суммарного поля не модулирует среду.

Ограничимся случаем слабого входного сигнала, считая, что на всей длине усилителя  $I_{+} \ll 1$ . Раскладывая (2) в ряд, получаем в отсутствие интерференции

$$\kappa_{\pm}^{\perp} = \pm (\kappa/2) (1 - i\delta) (1 + I_{-})^{-1} \quad (3)$$

и при наличии интерференции

$$\kappa_{+}^{\parallel} = (\kappa/2) (1 - i\delta) (1 + I_{-})^{-2}, \quad \kappa_{-}^{\parallel} = -(\kappa/2) (1 - i\delta) (1 + I_{-})^{-1}. \quad (4)$$

Решение уравнений (1) будем искать в виде

$$\mathcal{E}_{+} = a(z) \mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, z) + e_{+}(\mathbf{r}_\perp, z), \quad \mathcal{E}_{-} = A^*(z) \mathcal{E}^*(\mathbf{r}_\perp, z) + e_{-}^*(\mathbf{r}_\perp, z), \quad (5)$$

где структура  $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, z)$  удовлетворяет уравнению свободного пространства

$$\hat{L}\mathcal{E} = 0 \quad (6)$$

и в плоскости  $z=0$  соответствует структуре входного поля  $\mathcal{E}_{+}(\mathbf{r}_\perp, 0) = a(0) \mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$ . Искажения, накапливающиеся в процессе усиления, описываются добавочными полями  $e_{\pm}$ , для которых предполагаются выполненными условия ортогональности с основной структурой

$$\int \mathcal{E}^* e_{\pm} d\mathbf{r}_\perp = 0 \quad (7)$$

и условия отсутствия искажений (шумов) на входе усилителя

$$e_{+}(\mathbf{r}_\perp, 0) = 0. \quad (8)$$

Следует отличать шумовые поля  $e_{\pm}$ , появившиеся вследствие рассеяния сигнала на наводимой решетке диэлектрической проницаемости, от спонтанных шумов, уровень которых в рассматриваемых системах незначителен [1].

Без каких-либо приближений из исходной системы (1) можно получить уравнения для  $a, A, e_{\pm}$ . Полагая сначала  $e_{\pm} = 0$ , мы исследуем усиление основной структуры  $\mathcal{E}$ , а затем, считая

$$|e_{\pm}|^2 \ll 1, \quad (9)$$

изучим поведение шумовых полей и определим условия, при которых они действительно остаются малыми.

Подставляя (5) в (1) и учитывая (3), (4), получаем уравнения

$$d|A|^2/dz = -\kappa F(|A|^2)|A|^2; \quad (10)$$

$$d|a_{\perp}|^2/dz = \kappa F(|A|^2)|a_{\perp}|^2; \quad (11)$$

$$d|a_{\parallel}|^2/dz = \kappa F_1(|A|^2)|a_{\parallel}|^2, \quad (12)$$

описывающие усиление структуры  $\mathcal{E}$  в случаях отсутствия ( $a_{\perp} \perp A$ ) и наличия ( $a_{\parallel} \parallel A$ ) интерференции встречных волн. Коэффициенты  $F$  и  $F_1$  имеют вид

$$F(|A|^2) = (1/P) \int |\mathcal{E}|^2 (1 + |A\mathcal{E}|^2)^{-1} d\mathbf{r}_{\perp}; \quad (13)$$

$$F_1(|A|^2) = (1/P) \int |\mathcal{E}|^2 (1 + |A\mathcal{E}|^2)^{-2} d\mathbf{r}_{\perp}, \quad (14)$$

где  $P = \int |\mathcal{E}|^2 d\mathbf{r}_{\perp}$ . Для их вычисления поступим следующим образом.

Будем считать, что поперечное распределение интенсивности  $I = \mathcal{E}\mathcal{E}^*$  во входном пучке носит случайный характер и может быть описано плотностью вероятности

$$\omega(I) = (1/\langle I \rangle) \exp(-I/\langle I \rangle), \quad (15)$$

соответствующей нормальному закону распределения квадратурных компонент поля  $\mathcal{E}$  [6]. Учитывая, что  $r_0 \gg r_0$ , при вычислении  $F$  и  $F_1$  заменим подынтегральные выражения их статистическими средними, полагая при этом, что средняя интенсивность  $\langle I \rangle$  не зависит от поперечных координат. В результате получим

$$F(|\bar{A}|^2) = \int_0^{\infty} ue^{-u} (1 + |\bar{A}|^2 u)^{-1} du; \quad (16)$$

$$F_1(|\bar{A}|^2) = \int_0^{\infty} ue^{-u} (1 + |\bar{A}|^2 u)^{-2} du, \quad (17)$$

где  $u = I/\langle I \rangle$ , а коэффициент  $|\bar{A}|^2 = |A|^2 \langle I \rangle$  отнормирован так, что соответствует значению средней интенсивности в единицах интенсивности насыщения.

На рис. 1 приведены зависимости интегрального инкремента усиления на толщине слоя

$$M = \kappa \int_0^L F dz, \quad (18)$$

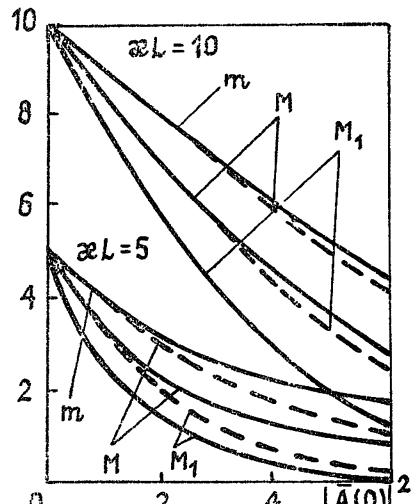


Рис. 1.

одинакового для слабого и сильного полей в отсутствие интерференции, и инкремента

$$M_1 = \kappa \int_0^L F_1 dz \quad (19)$$

слабого поля при наличии интерференции от средней интенсивности  $|\bar{A}(0)|^2$  выходного излучения. Максимальное значение выходной интенсивности  $|\bar{A}(0)|^2$ , вплоть до которого остается справедливым приближение слабого входного сигнала и можно использовать графики рис. 1, зависит от коэффициента отражения  $R_s$  ОВФ-зеркала, инкремента  $M$  и определяется из условия  $|a(L)|^2 \leq 1$ , или  $|\bar{A}(0)|^2 \leq |R_s|^2 e^M$ . Для

сравнения пунктирными кривыми изображены аналогичные зависимости инкрементов в случае, когда структура  $\mathcal{E}$  представляет собой плоскую волну. Из рис. 1 видно, что немодулированные волны усиливаются эффективнее. С другой стороны, как для модулированных, так и для плоских волн энергетически более выгодным является случай отсутствия интерференции полей, так как при наличии интерференции усиление слабого входного поля подавляется ( $M_1 < M$ ).

При учете дополнительного насыщения среды слабым сигналом  $a\mathcal{E}$  уравнение (10) становится зависимым от (11) или (12). Расчеты, проведенные с сохранением линейных по  $I_{\perp}$  членов в разложении (3), (4), показывают, что при величине интенсивности слабого поля на зеркале  $|\bar{A}(L)|^2 < 0,1$  (в единицах насыщения) и разумных значениях линейного усиления  $\kappa L < 10$  учет этого эффекта приводит к поправкам значений выходной интенсивности  $|\bar{A}(0)|^2$ , не превышающим 10%.

Рассмотрим источники возникновения и эффективность усиления на фоне основной структуры  $\mathcal{E}$  шумовых компонент  $e_{\pm}$ , появляющихся вследствие перерассеяния полей на наводимых ими решетках диэлектрической проницаемости в активной среде усилителя. Считая, что интерференция волн отсутствует, подставим (2), (5) в (1) и, учитывая малость входного сигнала ( $|a\mathcal{E}|^2 \ll 1$ ) и искажений ( $|e_{\pm}|^2 \ll 1$ ), получим в первом приближении уравнения

$$\hat{L} e_{\perp}^{\perp} = \frac{\kappa(1-i\delta)}{2} \left[ \frac{e_{\perp}^{\perp}}{1+|A\mathcal{E}|^2} + a_{\perp}\mathcal{E} \left( \frac{1}{1+|A\mathcal{E}|^2} - F \right) \right]; \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \hat{L} e_{\perp}^{\parallel} = \\ = -\frac{\kappa(1-i\delta)}{2} \left[ \frac{e_{\perp}^{\parallel}}{(1+|A\mathcal{E}|^2)^2} + A\mathcal{E} \left( \frac{1}{1+|A\mathcal{E}|^2} - F \right) - \frac{(A\mathcal{E})^2 e_{\perp}^{\parallel*}}{(1+|A\mathcal{E}|^2)^2} \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где верхние индексы обозначают ориентацию напряженности поля шумовых компонент  $e_{\pm}$  относительно насыщающего среду поля  $A\mathcal{E}$ .

Заметим сначала, что последнее слагаемое в правой части уравнения (21) описывает параметрическое взаимодействие возмущений основной структуры  $\mathcal{E}$ , обусловленное нелинейной частью диэлектрической проницаемости. Инкремент возмущений, развивающихся в активной среде с резонансной нелинейностью на фоне плоской волны, незначительно превосходит (при  $\delta < 0$ ) инкремент плоской волны [7], и поэтому в усилительных задачах этот эффект можно считать несущественным. Тем более, это относится к случаю сильнонеоднородной структуры основного поля, приводящей к снижению инкремента возмущений в  $(r_0/r_1)^2$  раз.

Первые слагаемые в правых частях (20), (21) описывают собственное (за счет активности среды) усиление искажений. Локальные инкременты нарастания средних по сечению усилителя  $S$  интенсивностей искажений

$$J_{\perp}^{\perp} = (1/S) \int |e_{\perp}^{\perp}|^2 dr_{\perp}, \quad J_{\perp}^{\parallel} = (1/S) \int |e_{\perp}^{\parallel}|^2 dr_{\perp} \quad (22)$$

вычисляются таким же образом, что и для основной структуры, и оказываются равными

$$f(|\bar{A}|^2) = \int_0^{\infty} e^{-u} (1+|\bar{A}|^2 u)^{-1} du; \quad (23)$$

$$F(|\bar{A}|^2) = \int_0^{\infty} e^{-u} (1+|\bar{A}|^2 u)^{-2} du = \int_0^{\infty} u e^{-u} (1+|\bar{A}|^2 u)^{-1} du \quad (24)$$

для интенсивностей  $J_{\perp}^{\perp}$  и  $J_{\perp}^{\parallel}$  соответственно.

Эффективность усиления искажений по сравнению с усилением основного поля определяется двумя эффектами. С одной стороны, из-за ортогональности структуры искажений со структурой сильного поля они распространяются по менее насыщенным областям активной среды, и их усиление подчеркивается. С другой стороны, интерференция с сильным полем, как и в случае основного входного сигнала, приводит к подавлению усиления. Эти два эффекта в точности компенсируют друг друга для поля  $e_{\perp}^{\parallel}$ , и оно усиливается с тем же инкрементом  $F$ , что и поле  $A\mathcal{E}$ . Усиление волны  $e_{\perp}^{\perp}$ , не интерферирующей с основным полем, происходит более эффективно. Действительно, из сравнения (23) и (24) видно, что при всех  $|A|^2 > 0$  выполняется неравенство  $f > F$ . Количественные различия интегральных инкрементов нарастания на толщине слоя основного поля  $A\mathcal{E}$  и искажений  $e_{\perp}^{\perp}$  иллюстрируются рис. 1, на котором построен интегральный инкремент

$$m = \kappa \int_0^L f dz. \quad (25)$$

Вторые слагаемые в правых частях уравнений (20), (21) описывают источники зарождения искажений  $e_{\pm}$  в среде усилителя. Причиной появления искажений  $e_{\pm}$  является рассеяние прямой ( $A\mathcal{E}$ ) и обратной ( $A\mathcal{E}$ ) волн на наведенных сильным полем  $A\mathcal{E}$  неоднородностях среды. При этом роль источников («сторонних токов») для полей  $e_{\pm}$  выполняет ортогональная основной структуре часть поляризации, не вносящая вклада в усиление основного поля.

Средние интенсивности искажений удовлетворяют уравнениям

$$\frac{dJ_{\perp}^{\perp}}{dz} = \kappa f J_{\perp}^{\perp} + \frac{1}{S} \operatorname{Re} \int \kappa (1 + i\delta) \mathbf{a}_{\perp}^* \mathcal{E}^* e_{\perp}^{\perp} (1 + |A\mathcal{E}|^2)^{-1} dr_{\perp}; \quad (26)$$

$$\frac{dJ_{\perp}^{\parallel}}{dz} = -\kappa f J_{\perp}^{\parallel} - \frac{1}{S} \operatorname{Re} \int \kappa (1 + i\delta) A\mathcal{E} e_{\perp}^{\parallel*} (1 + |A\mathcal{E}|^2)^{-1} dr_{\perp}. \quad (27)$$

Для нахождения величины источников шумовых полей, например

$$B(z) = \frac{1}{S} \operatorname{Re} \int \kappa (1 + i\delta) \mathbf{a}_{\perp}^* \mathcal{E}^* e_{\perp}^{\perp} (1 + |A\mathcal{E}|^2)^{-1} dr_{\perp}, \quad (28)$$

рассмотрим уравнение (20) на интервале  $\Delta z$ , удовлетворяющем условию

$$z_k = k\rho_0^2 \ll \Delta z \ll \kappa^{-1} \quad (29)$$

Пренебрегая на интервале  $\Delta z$  собственным усилением, запишем его решение через оператор Грина  $\hat{G}$  параболического уравнения

$$e_{\perp}^{\perp}(\mathbf{r}_{\perp}, z) = \hat{G}_{z, z-\Delta z} e_{\perp}^{\perp}(\mathbf{r}'_{\perp}, z - \Delta z) + \\ + \frac{\kappa (1 - i\delta)}{2} \int_{z-\Delta z}^z \hat{G}_{z, z'} \mathbf{a}_{\perp}(z') \mathcal{E}(\mathbf{r}'_{\perp}, z') [(1 + |A(z') \mathcal{E}(\mathbf{r}', z')|^2)^{-1} - F(z')] dz'. \quad (30)$$

Подставляя (30) в (28) и учитывая, что вследствие (29) структуры  $\mathcal{E}(\mathbf{r}_{\perp}, z)$  и  $\hat{G}_{z, z-\Delta z} e_{\perp}^{\perp}(\mathbf{r}'_{\perp}, z - \Delta z)$  можно считать некоррелированными, получим

$$B(z) = \frac{1}{2S} \operatorname{Re} \kappa^2 (1 + \delta^2) \mathbf{a}_{\perp}^*(z) \iint d\mathbf{r}_{\perp} d\mathbf{r}'_{\perp} \times$$

$$\times \int_{z-\Delta z}^z \frac{ik}{2\pi(z-z')} \exp\left[\frac{-ik(r_\perp - r'_\perp)^2}{2(z-z')}\right] a_\perp(z') (1 + |A(z) \times$$

$$\times \mathcal{E}(r_\perp, z)|^2)^{-1} [(1 + |A(z') \mathcal{E}(r'_\perp, z')|^2)^{-1} - F(z')] \mathcal{E}^*(r_\perp, z) \mathcal{E}(r'_\perp, z') dz'. \quad (31)$$

Для вычисления интеграла (31) усредним предварительно подынтегральное выражение. Результат усреднения выражается в виде ряда по степеням функции корреляции:

$$D(r_\perp, r'_\perp, z, z') \equiv \langle \mathcal{E}^*(r_\perp, z) \mathcal{E}(r'_\perp, z') (1 + |A(z) \mathcal{E}(r_\perp, z)|^2)^{-1} \times$$

$$\times [(1 + |A(z') \mathcal{E}(r'_\perp, z')|^2)^{-1} - F(z')] \rangle =$$

$$= \alpha_2(z, z') \frac{|\Phi|^2 \Phi}{\langle I \rangle^3} + \alpha_4(z, z') \frac{|\Phi|^4 \Phi}{\langle I \rangle^5} + \dots,$$

$$(32)$$

где функция корреляции  $\Phi$  определяется соотношением [3]

$$\Phi(r_\perp, r'_\perp, z, z') \equiv \langle \mathcal{E}^*(r_\perp, z) \mathcal{E}(r'_\perp, z') \rangle =$$

$$= \frac{\langle I \rangle}{1 + i(z - z')/2z_k} \exp\left\{\frac{-(r_\perp - r'_\perp)^2}{4\rho_0^2 [1 + i(z - z')/2z_k]}\right\}. \quad (33)$$

Принципиальным является отсутствие в разложении (32) первой степени функции корреляции  $\Phi$ . Именно это обстоятельство приводит, в конечном счете, к тому, что размеры области, в которой источники коррелированы с зарождающимися полями  $e_\pm$ , малы (порядка  $z_k$ ). При малых  $z_k$  источники приближаются к  $\delta$ -коррелированным в пространстве источникам шумового поля.

В результате подстановки (32) в (31) и интегрирования по попечным координатам получается ряд, каждый член которого представляет собой произведение медленной функции  $a_\perp(z') \alpha_n(z, z')$  и быстро спадающей (на длине порядка  $z_k$ ) функции координаты  $z'$ , имеющей максимум в точке  $z' = z$ . Поэтому при интегрировании вдоль продольной координаты  $z'$  коэффициенты  $a_\perp \alpha_n$  могут быть вычислены в точке  $z' = z$  и вынесены за знак интеграла. После интегрирования вдоль  $z'$  величина  $B$  представляется в виде знакопостоянного ряда из положительных членов. Каждый член этого ряда лишь возрастет, если вместо (32) использовать

$$[\alpha_2(z, z) + \alpha_4(z, z) + \dots] (|\Phi|^2 \Phi / \langle I \rangle^3), \quad (34)$$

так как быстрота спадания подынтегральных функций увеличивается с ростом степени функции корреляции. Вычисляя (32) в точке  $r'_\perp = r_\perp$ ,  $z' = z$ , имеем

$$D(r_\perp, r_\perp, z, z) = \alpha_2(z, z) + \alpha_4(z, z) + \dots = \langle I \rangle [F_1(z) - F^2(z)] \quad (35)$$

и после подстановки (34), (35) в (31) находим верхнюю оценку величины источников искажений

$$B_{\max}(z) = \kappa m_k (\pi/4) [F_1(z) - F^2(z)] |\bar{a}_\perp(z)|^2, \quad (36)$$

где  $m_k = \kappa z_k (1 + \delta^2)$ .

Используя эту оценку, получаем уравнение для средней интенсивности искажений

$$\frac{dJ_\perp}{dz} = f J_\perp + \kappa m_k (\pi/4) (F_1 - F^2) |\bar{a}_\perp|^2 \quad (37)$$

и аналогично

$$\frac{dJ_{\perp}^{\parallel}}{dz} = -\kappa F J_{\perp}^{\parallel} - \kappa m_k (\pi/4) (F_1 - F^2) |\bar{A}|^2. \quad (38)$$

В случае интерференции встречных полей ( $a_{\perp} \parallel A$ ) уравнение для средней интенсивности  $J_{\perp}^{\parallel}$  принимает вид

$$\frac{dJ_{\perp}^{\parallel}}{dz} = \kappa F J_{\perp}^{\parallel} + \kappa m_k (\pi/4) (F_2 - F_1^2) |\bar{a}_{\parallel}|^2, \quad (39)$$

где

$$F_2(|\bar{A}|^2) = \int_0^{\infty} ue^{-u} (1 + |\bar{A}|^2 u)^{-4} du, \quad (40)$$

а уравнение для  $J_{\perp}^{\parallel}$  совпадает с (38).

Возрастание искажений на фоне полезного сигнала обусловлено двумя причинами: наличием источников и тем, что инкремент усиления искажений  $J_{\perp}$  больше инкремента основного поля  $|\bar{a}|^2$ . Из уравнений (37) — (39), учитывающих оба эти фактора, следует, что шумовые компоненты будут малыми по сравнению с основной структурой на всей длине усилителя, если

$$m_k \kappa L \ll 1. \quad (41)$$

Условие (41) существования режима «самоусреднения» имеет наглядный физический смысл. Пусть плоская волна падает на слой среды, в которой имеются случайные неоднородности коэффициента усиления и диэлектрической проницаемости, соответствующие по своим характерным размерам и дисперсии неоднородностям, наведенным в среде усилителя. Тогда соотношение (41) означает малость средних квадратов флуктуаций уровня и фазы волны на выходе слоя ( $z=L$ ). В случае прозрачной среды (размер неоднородностей диэлектрической проницаемости  $l_e \sim z_k$ , дисперсия  $\sigma_e \sim \kappa |\delta| / k$ ) неравенство (41) совпадает с известным условием  $\sigma_e^2 k^2 l_e L \ll 1$  [8].

Обсудим роль членов второго порядка малости по слабым полям  $a\mathcal{E}$ ,  $e_{\pm}$ , отброшенным при получении уравнений (20), (21). При сохранении в правых частях уравнений слагаемых, пропорциональных  $|a\mathcal{E}|^2$ ,  $|e_{\pm}|^2$ , учитывается дополнительное насыщение среды слабыми полями. Дополнительное насыщение приводит к одинаковому для основного поля и искажений уменьшению инкрементов роста (не сказывающемуся на отношении сигнал / шум), а также к снижению величины источников искажений. Более существенными оказываются перекрестные члены типа  $a\mathcal{E}e_{\pm}$ , описывающие четырехволновое взаимодействие шумовых полей в объеме усилителя, аналогичное происходящему в схемах ОВФ:

$$\hat{L}e_{\perp}^{\parallel} = \frac{\kappa(1-i\delta)}{2} \left[ \frac{e_{\perp}^{\perp}}{1+|A\mathcal{E}|^2} - \frac{a_{\perp}^* A^* |\mathcal{E}|^2 e_{\perp}^{\parallel}}{(1+|A\mathcal{E}|^2)^2} \right]; \quad (42)$$

$$\hat{L}e_{\perp}^{\perp} = -\frac{\kappa(1+i\delta)}{2} \left[ \frac{e_{\perp}^{\parallel}}{(1+|A\mathcal{E}|^2)^2} - \frac{a_{\perp}^* A |\mathcal{E}|^2 e_{\perp}^{\perp}}{(1+|A\mathcal{E}|^2)^2} \right]. \quad (43)$$

Такое взаимодействие может привести к генерации шумов в резонаторе, образованном двумя ОВФ-зеркалами, одним из которых является активный слой, а другим — зеркало, расположенное за усилителем. Для оценки вклада этого эффекта найдем коэффициент отражения шумов от активного слоя и определим область параметров, в которой возможна генерация. При условии  $|e_{\perp}|^2 \ll |e_{\parallel}|^2$  с помощью уравнений (42), (43) получаем

$$R_s R_c = 1 - \exp[(1-i\delta)(m-M)/2], \quad (44)$$

где  $R_s$  и  $R_c$  — коэффициенты отражения (по полю) шумов от ОВФ-зеркала и активного слоя. На рис. 2 на плоскости параметров  $\alpha L$  и  $|\bar{A}(0)|^2$  штриховкой указаны области  $|R_s R_c| \geq 1$  возможной генерации шумов. При самовозбуждении резонатора, образованного активным слоем и ОВФ-зеркалом, излучение на выходе усилителя определяется свойствами этого резонатора и в выходном излучении будут преобладать некоррелированные с входным сигналом структуры поля. Если условие генерации не выполняется, т. е.  $|R_s R_c| < 1$ , то при бесконечном числе переотражений от ОВФ-зеркал и согласованности фазовых набегов мощность шумовых компонент увеличится в  $(1 - |R_s R_c|)^{-2}$  раз. Приведенная величина является оценкой сверху, и для ее уточнения требуется дополнительное исследование фазовых соотношений при усиливании и переотражениях шумов.

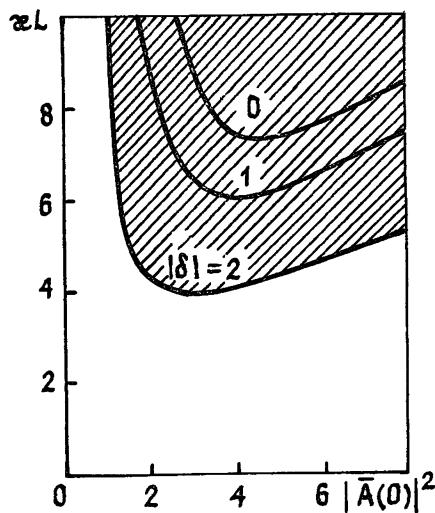


Рис. 2.

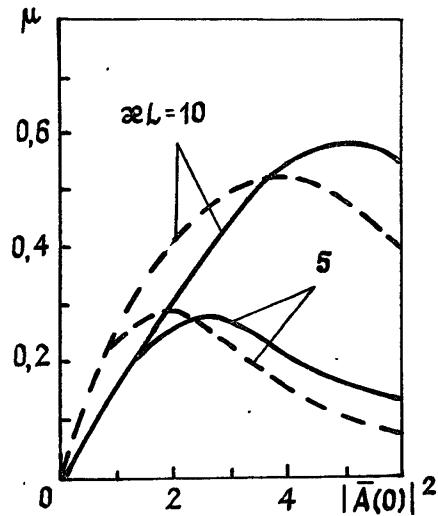


Рис. 3.

Предполагая  $|R_s R_c| \ll 1$ , определим относительную долю мощности искажений

$$T = \sum J(0) / |\bar{A}(0)|^2 \quad (45)$$

на выходе ( $z=0$ ) двухпроходового усилителя, учитывая искажения, зарождающиеся в объеме активной среды, а также искажения, появляющиеся из-за неидеальности ОВФ-зеркала.

Будем считать, что в результате неточности обращения волнового фронта зеркалам на нем появляются искажения со средними интенсивностями  $J_s^{\parallel}$  и  $J_s^{\perp}$ , поляризованные параллельно и перпендикулярно по отношению к полю  $A\mathcal{E}$ . Их относительная величина на правой границе усилителя,

$$T_s^{\parallel} = J_s^{\parallel}(L) / |\bar{A}(L)|^2, \quad T_s^{\perp} = J_s^{\perp}(L) / |\bar{A}(L)|^2, \quad (46)$$

является характеристикой погрешностей ОВФ-зеркала. После усиления на одном проходе интенсивность искажений зеркала достигает на выходе усилителя значений  $J_s^{\parallel}(0) = e^M J_s^{\parallel}(L)$ ,  $J_s^{\perp}(0) = e^m J_s^{\perp}(L)$ .

Величина искажений, зарождающихся в активной среде, пропорциональна малому параметру  $m_k$ . Их относительную долю  $J_s^{\parallel}(0) / |\bar{A}(0)|^2 = \mu m_k$  на выходе усилителя можно рассчитать путем совместного интегрирования уравнений (10) — (12), (37) — (39) с граничными условиями

$$J_+(0) = 0, \quad J_-(L) = |R_s|^2 J_+(L), \quad (47)$$

Результаты такого расчета для случаев  $\alpha_{\perp} \perp A$  (сплошные линии) и  $\alpha_{\parallel} \parallel A$  (пунктирные линии) приведены на рис. 3, из которого видно, что при разумных значениях усиления  $\mu L < 10$  величина  $\mu < 0,6$ .

Таким образом, отношение суммарной мощности искажений к мощности полезного сигнала на выходе усилителя оказывается равным

$$T = T_s^{\parallel} + T_s^{\perp} e^{m-M} + \mu m_k. \quad (48)$$

При  $m_k \ll 1$  доля искажений, зарождающихся в активной среде, невелика (например, при  $m_k = 0,1$  и  $\mu L < 10$  она не превышает 6%) и погрешности в воспроизведении двухпроходовым усилителем структуры входного сигнала определяются, в основном, неидеальностью ОВФ-зеркала. Наиболее нежелательно при этом появление на зеркале шумов, не интерферирующих с основным полем  $A\mathcal{E}$ . Имея более высокий инкремент нарастания, такие шумы вносят в  $e^{m-M}$  раз больший вклад в общую погрешность усилителя. Если отсутствие интерференции вызвано ортогональностью поляризаций шумового и основного полей, то легко осуществима фильтрация шумов, например, с помощью поляризационных развязок. Шумы, не интерферирующие с полезным сигналом вследствие других причин, например из-за различия их частотных спектров, труднее поддаются фильтрации и представляют, по-видимому, основную трудность при повышении точности обращения волнового фронта.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецова Т. И. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 6, с. 1257; 1984, 11, № 11, с. 2210.
2. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 10, с. 2066.
3. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 7, с. 961.
4. Таланов В. И. Аннотации докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. — Ереван, 1967.
5. Островский Л. А., Якубович Е. И. — ЖЭТФ, 1964, 46, № 3, с. 963.
6. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.
7. Гинзбург Н. С., Миловский Н. Д., Ястребова Т. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 8, с. 946.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.

Горьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
6 марта 1985 г.

#### PROPAGATION OF SPATIALLY INHOMOGENEOUS RADIATION IN A DOUBLE-PASS AMPLIFIER WITH PC MIRROR

*A. A. Betin, N. D. Milovskij, N. F. Rul'kov, N. Yu. Rusov*

Efficiency of amplification and accuracy of phase conjugation of a light beam having a small-scale transverse structure, which propagates in a double-pass amplifier with PC mirror in a saturation regime, are investigated. Conditions, under which the field distortions introduced by the active medium are low and the output signal/noise ratio depends basically on the PC mirror uncertainties, are specified.