

УСИЛЕНИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН РАЗНЫХ ЧАСТОТ В ДВУХПРОХОДОВОМ УСИЛИТЕЛЕ

A. A. Бетин, Н. Д. Миловский, Т. Н. Роцина, Т. В. Ястребова

Исследованы локальный и интегральный инкременты развития слабого встречного поля в двухпроходовом усилителе со сдвигающим частоту ОВФ зеркалом. Найдена частота сдвига, для которой локальный инкремент имеет наибольшее значение. Для достижения максимального коэффициента усиления рекомендовано использовать в двухпроходовых усилителях на активных материалах типа граната или рубина ОВФ зеркала, сдвигающие частоту отраженного поля на 10^{-2} — 10^{-1} от ширины линии, в двухпроходовых системах типа СО₂-усилителей — ОВФ зеркала, отражающие поле без смещения несущей частоты.

Двухпроходовый усилитель с обращающим волновой фронт (ОВФ) зеркалом широко используется для усиления слабых сигналов [1, 2], поэтому в последнее время в литературе достаточно обстоятельно обсуждаются его характеристики и предельные возможности [1, 3]. В настоящей работе изучаются зависимости коэффициента усиления двухпроходового усилителя со сдвигающим частоту ОВФ зеркалом от частоты сдвига с целью выяснения возможности оптимизации системы по этому параметру.

Для простоты поля в усилителе будем считать одномерными монохроматическими встречными волнами разных частот и существенно разных интенсивностей, а активное вещество — совокупностью идентичных двухуровневых систем ($\Omega_0 = \omega_0 T_2$ — центральная частота перехода, T_2 , T_1 — поперечное и продольное времена релаксации соответственно). Приближение существенно разных интенсивностей позволяет рассматривать слабое поле как возмущение на фоне сильного и не учитывать его влияния на усиление мощной волны.

При этих предположениях изменение интенсивности основной волны $E(\xi, \tau) = \mathcal{E}(\xi) \cos [\Omega(\tau - \xi) + \varphi(\xi)]$, записанной в безразмерных переменных*, описывается хорошо известным [4, 5] уравнением

$$\frac{d\mathcal{E}^2/d\xi}{d\xi} = \kappa \mathcal{E}^2 / (1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2). \quad (1)$$

Уравнения для слабого поля $e(\xi, \tau) = (1/2) [\tilde{e}(\xi, \tau) e^{i\Omega\tau} + \tilde{e}^*(\xi, \tau) e^{-i\Omega\tau}]$ получаются путем линеаризации исходной системы уравнений Maxwella и уравнений для матрицы плотности двухуровневой молекулы вблизи основного монохроматического решения [6–8]. После усреднения на периоде $2\pi/\Omega$ они преобразуются в систему укороченных уравнений для медленно меняющихся комплексных амплитуд $\tilde{e}(\xi, \tau)$ и $\tilde{e}^*(\xi, \tau)$. В результате уравнения для спектральных компонент \tilde{e}_v , \tilde{e}_v^* ($v = \Delta\omega T_2$) медленно меняющихся комплексных амплитуд записываются в виде системы

$$\left\{ -\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} - \Omega^2 - 2\Omega^2 v - i \frac{\Omega\kappa(1 + \delta^2)}{(1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2)} \frac{M(iv)}{D(iv)} \right\} \times$$

* В уравнении (1) интенсивность поля нормирована на интенсивность поля насыщения $E_{\text{нас}}^2 = \hbar^2/T_1 T_2 |d_{12}|^2$, $\xi = z\sqrt{\epsilon\mu}/cT_2$ — безразмерная координата, $\delta = \Omega - \Omega_0$ — расстройка частоты поля $\Omega = \omega T_2$ от частоты центра линии Ω_0 , κ — ненасыщенный локальный инкремент усиления в среде.

$$\times \tilde{e}_v - i \frac{\Omega_x(1+\delta^2)}{(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)} \frac{m(iv)}{D(iv)} e^{-i2\theta} \tilde{e}_v^* = 0, \quad (2)$$

$$i\Omega_x(1+\delta^2)(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)^{-1} m^*(iv) \tilde{e}_v e^{i2\theta} + \\ + \left\{ -\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \Omega^2 + 2\Omega^2 v + i \frac{\Omega_x(1+\delta^2)}{(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)} \frac{M^*(iv)}{D(iv)} \right\} \tilde{e}_v^* = 0,$$

в которой коэффициенты зависят от координаты ζ и являются полиномами (iv) :

$$\{M(iv), M^*(iv)\} = (iv + \gamma^2)(iv \mp i\delta + 1) - [\gamma^2 \mathcal{E}^2(iv)/2(1 \mp i\delta)],$$

$$\{m(iv), m^*(iv)\} = -(\gamma^2 \mathcal{E}^2/2)(iv + 2)/(1 \pm i\delta),$$

$$D(iv, \zeta) = (iv + \gamma^2)[(iv + 1)^2 + \delta^2] + (iv + 1)\gamma^2 \mathcal{E}^2(\zeta), \\ \theta = \Omega \zeta + \Phi(\zeta).$$

Уравнения (2) описывают распространение в среде с неоднородным усилением (локальный инкремент $w(iv) = \text{Re}\{M(iv)x(1+\delta^2)/D(iv)\} \times (1+\delta^2+\mathcal{E}^2)$) двух слабых монохроматических полей с частотами $(\Omega \pm v)$, параметрически связанных друг с другом через посредство сильного поля. Система (2) аналогична хорошо известной [9, 10] системе уравнений, с помощью которой исследуется взаимодействие стоксовой $\Omega - v$ и антистоксовой $\Omega + v$ волн при комбинационном рассеянии света в приближении неизмененного заданного поля накачки. В отличие от известного случая в описываемых уравнениями (2) процессах частота «фонов», на которых происходит рассеяние световых волн, не является фиксированным параметром среды, а определяется интенсивностью сильного поля (накачки), расстройкой δ и отношением времен релаксации $\gamma^2 = T_2/T_1$. Формально она может быть определена [8] как мнимая часть одного из двух возможных комплексно-сопряженных корней кубического уравнения $D(iv) = 0$. В случае одинаковых времен релаксации T_2 и T_1 (когда $\gamma^2 = 1$), а также в предельном случае исчезающе малой релаксации (когда $T_2^{-1} \rightarrow 0$, $T_1^{-1} \rightarrow 0$) эта частота оказывается равной частоте расщепления

$$v_{\text{расщ}} = \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 \mathcal{E}^2} \quad (3)$$

резонансного уровня на два энергетических подуровня $W_2 \pm (1/2)\Delta W$, которое происходит из-за высокочастотного эффекта Штарка [6, 8, 11].

Для слабого поля $\tilde{e}_v = \bar{e}_v(\zeta) e^{i\Omega \zeta}$, распространяющегося навстречу сильному и имеющего медленную на длине $2\pi/\Omega$ комплексную амплитуду $\bar{e}_v(\zeta)$, из уравнений (2) стандартным методом Ван-дер-Поля получаются укороченные уравнения

$$\left\{ -\frac{d}{d\zeta} + iv - \frac{x(1+\delta^2)}{2(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)} \frac{M(iv)}{D(iv, \zeta)} \right\} \bar{e}_v(\zeta) = 0. \quad (4)$$

Ответственные за параметрическую связь члены исчезают при усреднении, в результате чего уравнения для $\bar{e}_v(\zeta)$ и $e_v^*(\zeta)$ оказываются независимыми друг от друга и идентичными по физическому содержанию. Это означает, что монохроматические компоненты встречных возмущений распространяются как волны в линейной плавно неоднородной диспергирующей среде. Коэффициент усиления таких полей может существенно отличаться от коэффициента усиления попутных возмущений [4-7, 12].

Вначале исследуем основные закономерности изменений контура линии усиления слабого поля

$$w(v) = \frac{x}{2(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)} \left\{ \frac{m_1(v^2)}{n(v^2)} + \delta v \frac{m_2(v^2)}{n(v^2)} \right\}, \quad (5)$$

где использованы обозначения

$$\begin{aligned}
 m_1(v^2) &= v^4(1+\delta^2+\gamma^2\mathcal{E}^2/2)+v^2[1+\gamma^4-\gamma^2\mathcal{E}^2/2+ \\
 &+ \delta^2(2+\delta^2-\gamma^2\mathcal{E}^2/2+\gamma^4+\gamma^4\mathcal{E}^2)]+\gamma^4\mathcal{E}^2(1+\delta^2)+\gamma^4(1+\delta^2)^2, \\
 m_2(v^2) &= -v^2[2(1+\delta^2)+\gamma^2\mathcal{E}^2+\gamma^4\mathcal{E}^2/2]+ \\
 &+ [\gamma^2\mathcal{E}^2-(1+\delta^2)(2\gamma^4+\gamma^4\mathcal{E}^2/2-\gamma^2\mathcal{E}^2)], \\
 n(v^2) &= v^6+v^4(2+\gamma^4-2\gamma^2\mathcal{E}^2-2\delta^2)+v^2[(1+2\gamma^4+\gamma^4\mathcal{E}^4- \\
 &-2\gamma^2\mathcal{E}^2+2\gamma^4\mathcal{E}^2)+\delta^2(2+\delta^2+2\gamma^2\mathcal{E}^2-2\gamma^4)]+\gamma^4(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)^2.
 \end{aligned} \tag{6}$$

На рис. 1 изображены типичные ($\gamma^2=0,5$, $\mathcal{E}_1^2=0$, $\mathcal{E}_2^2=1$, $\mathcal{E}_3^2=10$, $\delta_1=0$, $\delta_2=0,5$) зависимости $w(v)$ от разности частот слабого и сильного полей v . Из рисунка видно, что в большинстве случаев максимальный инкремент нарастания w_m имеют слабые поля, сдвинутые по частоте на величину v_m относительно сильного поля. На частоте сильного поля ($v=0$) инкремент

$$w_0 = \frac{\kappa(1+\delta^2)}{2(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)^2} \tag{7}$$

всегда положителен и в $(1+\delta^2+\mathcal{E}^2)$ раз оказывается меньше локального инкремента нарастания сильного поля (см. формулу (1)). Это согласуется с известными [6, 13, 14] результатами и объясняется эффектом перераспределения части энергии слабой волны во встречное более мощное поле [1, 3, 14].

В наиболее простом для анализа случае отсутствия расстройки ($\delta=0$) зависимость усиления для слабых встречных возмущений $w(v)$ от частоты v оказывается симметричной относительно $v=0$. При каждом конкретном значении параметра γ^2 можно найти некоторую критическую величину интенсивности сильного поля $\mathcal{E}_{cr}^2(\gamma^2, \delta=0)$, начиная с которой для всех $\mathcal{E}^2 > \mathcal{E}_{cr}^2$ у функции $w(v, \gamma^2, \mathcal{E}^2, \delta=0)$ всегда находится диапазон частот (v_2, v_1) , в котором ее значения оказываются больше значения w_0 . Своего максимального значения $w_m(\gamma^2, \mathcal{E}^2, \delta=0)$ локальный инкремент усиления w достигает на одной из частот $v_m(\gamma^2, \mathcal{E}^2, \delta=0)$ внутри этого диапазона. Размеры области эффективного усиления $\Delta v=v_2-v_1$, частота v_m и относительная величина максимального локального инкремента w_m/w_0 определяются формой линии усиления.

При изменении \mathcal{E}^2 в зависимости от параметра $\gamma^2=T_2/T_1$ эволюция формы линии усиления $w(v)$ может происходить по двум принципиально разным схемам, причем контур может иметь три вида, различных по числу локальных максимумов. В случае а), который имеет

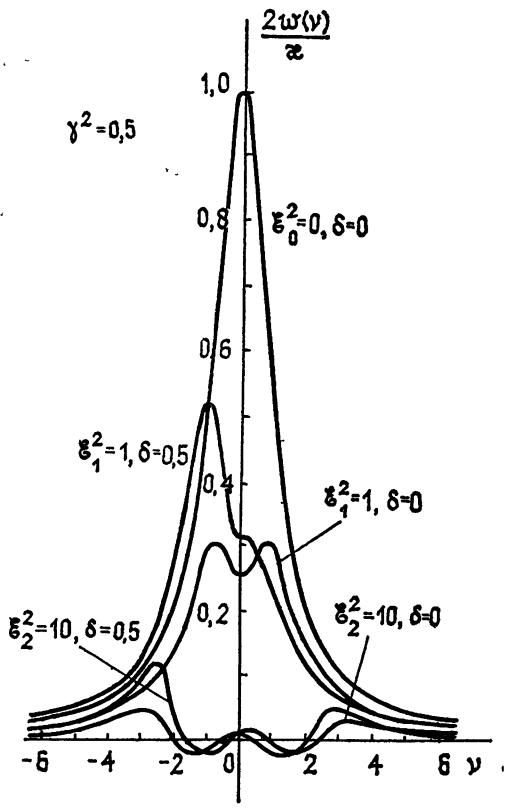


Рис. 1.

место для сред с $\gamma^2 < \gamma_{cr}^2 = 0,71^*$, с ростом \mathcal{E}^2 вначале при $\mathcal{E}^2 = (\mathcal{E}_{cr})_1 \approx \gamma^4$ вершина максимума $w(v)$ в точке $v = 0$ становится плоской. Затем при $\mathcal{E}^2 > (\mathcal{E}_{cr})_1$ в центре выпуклости образуется впадина, а в непосредственной близости от $v=0$ на частотах $\pm v_m \rightarrow 0$ появляются максимумы. При увеличении \mathcal{E}^2 провал в центре линии увеличивается, максимумы перемещаются от центра линии к периферии. При $\mathcal{E}^2 = (\mathcal{E}_{cr})_2$ дно провала становится плоским, и далее при $\mathcal{E}^2 > (\mathcal{E}_{cr})_2 \approx \gamma^{-2}$ в самом центре впадины появляется еще один локальный максимум. При этом центральный максимум всегда остается меньше боковых.

В случае б) для сред с $\gamma^2 > 0,71$ при некотором достаточно малом значении интенсивности \mathcal{E}_b^2 на частотах $\pm v_b$ появляются два симметричных локальных максимума, значительно меньших по величине, чем максимум на $v=0$. При увеличении \mathcal{E}^2 оба боковых и центральный максимумы убывают по абсолютной величине, но постепенно различие между ними уменьшается (при этом боковые максимумы отодвигаются от центрального по оси частот). При $\mathcal{E}^2 > \mathcal{E}_{cr}^2$ боковые максимумы становятся больше центрального. Таким образом, в случае б) у контура линии усиления на частоте $v=0$ всегда имеется (локальный или абсолютный) максимум. Семейство кривых $w(v)$ для $\gamma^2 = 1$ и разных \mathcal{E}^2 , точно соответствующее случаю б), изображено на рис. 12 в работе [6]. Там же на рис. 13 представлено семейство аналогичных по смыслу зависимостей, которые рассчитаны по формуле, очень близкой к (5) для $\gamma^2 = 0,33$ (хотя и не адекватной ей полностью), и могут иллюстрировать изменение формы $w(v)$ в случае а).

На рис. 2 представлены зависимости размеров области эффективного усиления $\Delta v = v_2 - v_1$ от интенсивности сильного поля \mathcal{E}^2 для $\delta = 0$ и для двух значений параметра γ^2 : $\gamma_a^2 = 10^{-6}$ — характерного для твердотельных активных сред типа рубина или алюмопиттриевого граната и для $\gamma_b^2 = 1$, которое можно считать типичным для активных газообразных сред с достаточно высоким давлением в смеси. Как сле-

дует из рисунка, с ростом \mathcal{E}^2 размеры областей эффективного усиления растут примерно как $\sqrt{\mathcal{E}^2}$ и при интенсивностях $\mathcal{E}^2 \approx 10$ отличаются друг от друга не более чем в два раза. Интересно отметить, что при полях порядка насыщения ($\mathcal{E}^2 \approx 3,5$) области Δv оказываются примерно одинаковыми для всех возможных γ^2 и почти в два раза превышающими полуширину линии люминесценции активной среды.

Зависимости частоты v_m от интенсивности сильного поля \mathcal{E}^2 для $\delta = 0$ и $\gamma_a^2 = 10^{-6}$, $\gamma_b^2 = 1$ представлены на рис. 3а и 3б соответственно. Для сравнения на каждом рисунке пунктирной кривой изображена соответствующая зависимость частоты расщепления от \mathcal{E}^2 , рассчитанная по формуле (3). Из сравнения сплошных и пунктирных кривых каждого рисунка следует, что с ростом \mathcal{E}^2 частоты v_m меняются почти пропорционально $\sqrt{\gamma^2 \mathcal{E}^2}$ и их абсолютные значения v_m для разных γ^2 различаются примерно в γ^{-1} раз. Из сопоставления рис. 2 и рис. 3 легко установить, что при малых γ^2 частота v_m всегда находится около

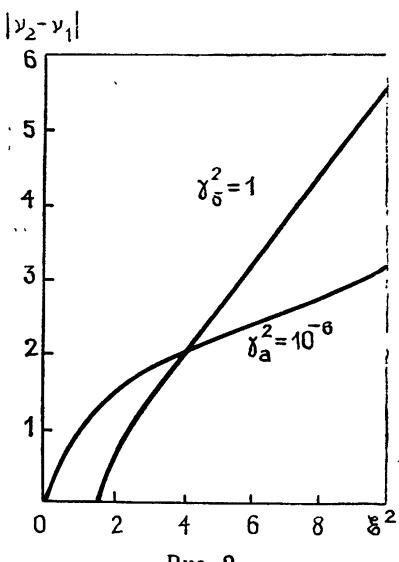


Рис. 2.

всех каждого рисунка следует, что с ростом \mathcal{E}^2 частоты v_m меняются почти пропорционально $\sqrt{\gamma^2 \mathcal{E}^2}$ и их абсолютные значения v_m для разных γ^2 различаются примерно в γ^{-1} раз. Из сопоставления рис. 2 и рис. 3 легко установить, что при малых γ^2 частота v_m всегда находится около

* Границное значение параметра $\gamma_{cr}^2 = 0,71$ определяется по величине второй производной по v от $w(v)$ в точке $v=0$.

ближнего к центру линии края области эффективного усиления $\Delta\nu$ и относительно мало смещается (по сравнению с $\Delta\nu$) при изменении ξ^2 .

Отношение (ω_m/ω_0) , которое характеризует эффективность усиления на боковой частоте, при увеличении ξ^2 (в диапазоне $\xi_{cr}^2 < \xi^2 < 10$) растет практически по линейному закону (рис. 4), а при уменьшении γ^2 от $\gamma^2=1$ до $\gamma^2=10^{-6}$ увеличивается более чем в два раза. Учитывая формулы (1), (5) и представленные на рис. 4 зависимости, нетрудно получить, что при возрастании ξ^2 максимальный инкремент ω_m убывает не быстрее, чем инкремент нарастания сильного поля.

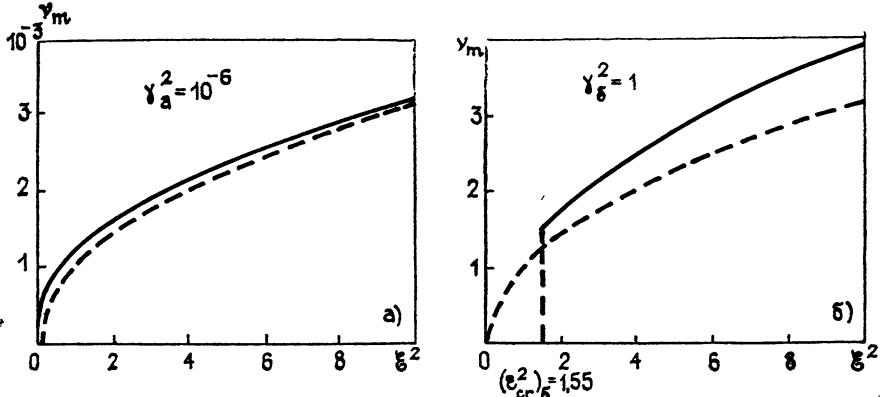


Рис. 3.

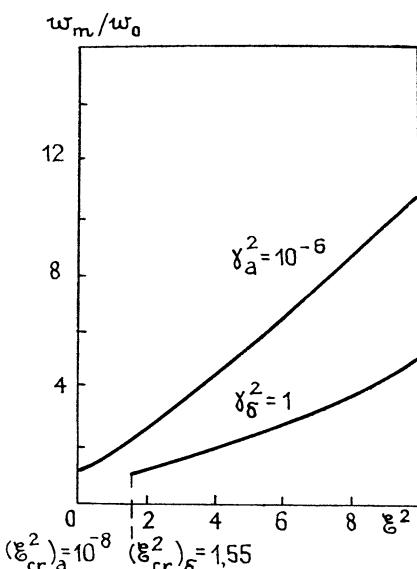


Рис. 4.

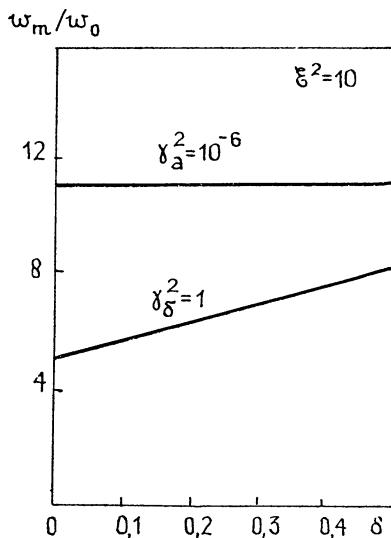


Рис. 5.

При наличии отстройки $\delta \neq 0$ частоты сильного поля от частоты центра линии вещества контур усиления $w(\nu)$ становится несимметричной функцией частоты. Причем в случае $\delta > 0$ максимальный инкремент ω_m достигается на частоте ν_m , расположенной слева от точки $\nu=0$ в области $\nu < 0$ (см. рис. 1). Это хорошо согласуется с представлением о том, что слабое поле эффективно усиливается вблизи частот $\Omega \pm \nu_{расщ.}$. При $\delta \neq 0$ одна из этих частот находится ближе к центру линии люминесценции Ω_0 , чем другая, и поэтому полное усиление в окрестности этой частоты оказывается несколько большим. Расчеты показывают, что для $\gamma^2 \ll 1$ в большом диапазоне изменения интенсивности сильного поля ($\xi^2 \simeq 1 \div 10^2$) частота максимального усиления

при условии $\gamma^2 \mathcal{E}^2 \ll \delta^2$ достаточно хорошо описывается приближенной формулой $v_m \approx -\delta$, а при больших значениях параметра γ^2 ($\gamma^2 \approx 0,50 \div 1,00$) и больших \mathcal{E}^2 в случае $\gamma^2 \mathcal{E}^2 \gg \delta^2$ частота v_m слабо зависит от δ . В целом зависимость v_m ($\delta, \gamma^2, \mathcal{E}^2$) близка к зависимости $v_{\text{расщ}}$ ($\delta, \gamma^2, \mathcal{E}^2$), а в случае $\gamma^2 \mathcal{E}^2 \ll \delta^2$ частоты v_m и $v_{\text{расщ}}$ практически совпадают друг с другом.

Эффективность усиления w_m/w_0 при наличии расстройки несколько увеличивается. Для малых γ^2 увеличение незначительно, а для больших γ^2 оно заметно больше. На рис. 5 приведены графики зависимости w_m/w_0 от величины расстройки δ для двух значений параметра $\gamma_a^2 = 10^{-6}$, $\gamma_b^2 = 1$ и интенсивности $\mathcal{E}^2 = 10$, которые иллюстрируют этот результат.

Если интенсивность основного поля $\mathcal{E}^2(\zeta)$ сильно меняется на длине усилителя l , то зависимость интегрального инкремента усиления поля от частоты может существенно отличаться от $w(v)$. В этом случае решение уравнения (4) может быть получено в явном виде

$$\bar{e}_v(\zeta) \equiv \bar{e}(\zeta, iv) = f(\zeta, iv) e^{iv\zeta}, \quad (8)$$

если использовать уравнение (1) и, таким образом, перейти от ζ к новой переменной $\mathcal{E}^2(\zeta)$ по правилу

$$\frac{df}{d\zeta} = \frac{\gamma \mathcal{E}^2}{1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2} \frac{\partial f}{\partial \mathcal{E}^2}. \quad (9)$$

Получающееся из (4) с учетом (9) уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d(\ln f)}{d\mathcal{E}^2} = & -\frac{1 + \delta^2}{2[1 + i(v + \delta)]\mathcal{E}^2} + \frac{\gamma^2(1 + i\delta)}{4[1 + i(v + \delta)]} \times \\ & \times \frac{(iv + 2)[1 + i(v - \delta)]}{(iv + \gamma^2)[(iv + 1)^2 + \delta^2] + \gamma^2(iv + 1)\mathcal{E}^2} \end{aligned} \quad (10)$$

имеет простой первый интеграл

$$\begin{aligned} \ln f = & -\frac{1 + \delta^2}{2[1 + i(v + \delta)]} \ln \mathcal{E}^2 + \\ & + \frac{(1 + i\delta)(iv + 2)[1 + i(v - \delta)]}{4(1 + iv)[1 + i(v + \delta)]} \ln [D(iv, \mathcal{E}^2)] + C. \end{aligned} \quad (11)$$

По известному значению какой-то монохроматической составляющей (iv) слабого поля $\bar{e}(\zeta_0, iv)$ в некотором сечении среды ζ_0 первый интеграл (11) позволяет отыскать комплексный (амплитудный) коэффициент передачи слоя $K(iv) \equiv \bar{e}(\zeta, iv)/\bar{e}(\zeta_0, iv)$ толщиной ($\zeta - \zeta_0$) для этой спектральной компоненты в виде

$$\begin{aligned} \ln K = & iv(\zeta - \zeta_0) - \\ & - \frac{1 + \delta^2}{2[1 + i(v + \delta)]} \ln \frac{\mathcal{E}^2(\zeta)}{\mathcal{E}^2(\zeta_0)} + \frac{(1 + i\delta)(iv + 2)}{4(1 + iv)} \frac{[1 + i(v - \delta)]}{[1 + i(v + \delta)]} \ln \frac{D(iv, \zeta)}{D(iv, \zeta_0)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Реальная часть этой величины есть просто интегральный инкремент усиления слабого поля по амплитуде на толщине слоя. Для рассматриваемого случая ($\zeta = 0$ и $\zeta_0 = l$) интегральный контур линии усиления для интенсивности слабого поля имеет вид

$$2 \operatorname{Re} \{ \ln K \} = -\frac{1 + \delta^2}{1 + (v + \delta)^2} \ln \frac{\mathcal{E}^2(0)}{\mathcal{E}^2(l)} + \frac{F_R}{4S} \ln \frac{D_R^2(0) + D_I^2(0)}{D_R^2(l) + D_I^2(l)} -$$

$$-\frac{F_I}{2S} \left[\operatorname{arctg} \frac{D_I(0)}{D_R(0)} - \operatorname{arctg} \frac{D_I(l)}{D_R(l)} \right] \equiv \ln |K(v)|^2, \quad (13)$$

где

$$S = (1+v^2) [1+(v+\delta)^2],$$

$$F_R = v^4 + \delta v^3 + (3+\delta^2)v^2 - \delta(1+\delta^2)v + 2(1+\delta^2),$$

$$F_I = \delta v^4 - v^3 + \delta(1-\delta^2)v^2 - (1+\delta^2)v - 2\delta(1+\delta^2),$$

$$D_R(\xi) \equiv \operatorname{Re} \{D(iv, \xi)\} = -2v^2 + v^2[-v^2 + 1 + \delta^2 + \mathcal{E}^2(\xi)],$$

$$D_I(\xi) \equiv \operatorname{Im} \{D(iv, \xi)\} = v[-v^2 + 1 + \delta^2 + 2v^2 + v^2\mathcal{E}^2(\xi)].$$

Выражение (13) должно быть дополнено интегралом

$$(1+\delta^2) \ln [\mathcal{E}^2(l)/\mathcal{E}^2(0)] + \mathcal{E}^2(l) - \mathcal{E}^2(0) = \kappa l \quad (14)$$

уравнения (1), который устанавливает связь между интенсивностями сильного поля на концах активного вещества и величиной ненасыщенного интегрального инкремента усиления слоя по мощности κl . Задавая интенсивность на выходе слоя $\mathcal{E}^2(l)$ и величину κl , из (13) и (14) можно найти инкремент усиления слабого встречного поля на любой частоте v и установить частоту v_m , на которой усиление встречного поля максимальное.

Совместное решение уравнений (13) и (14) проводилось численно на ЭВМ ЕС-20.

Как и следовало ожидать, функция $\ln |K(v)|^2$ имеет более сглаженную форму, чем функция $w(v)$, так как наличие распределенного по координате сильного поля $\mathcal{E}^2(\xi)$ эквивалентно существованию эффективного неоднородного уширения линии усиления для слабого поля [9]. В предельном случае, когда коэффициент усиления основного поля на толщине слоя

$$G = \mathcal{E}^2(l)/\mathcal{E}^2(0) \rightarrow 0,$$

функция $\ln |K(v)|^2$ переходит в $w(v)$ при соответствующей величине $\mathcal{E}^2 \simeq \mathcal{E}^2(0) \simeq \mathcal{E}^2(l)$. Влияние эффективного неоднородного уширения на форму $\ln |K(v)|^2$ растет при увеличении интенсивности сильного поля $\mathcal{E}^2(\xi)$, параметра γ^2 и, конечно, коэффициента усиления основного поля G . Наиболее сильно оно проявляется при предельно достижимых в настоящее время (в экспериментах с мощными усилителями) параметрах $\mathcal{E}^2(l) \simeq 2 \div 3$ и $\kappa l = 7 \div 8$, когда коэффициент усиления G в соответствии с (14) достигает значений $G = 50 \div 150$. В этих случаях зависимости $\ln |K(v)|^2$ могут сильно отличаться от зависимостей $w(v)$, соответствующих фиксированным значениям сильного поля в отдельных сечениях слоя.

Примеры зависимостей $\ln |K(v)|^2$ представлены на рис. 6 и 7 для случая $\delta = 0$. Для параметров $\gamma_0^2 = 1$, $\mathcal{E}_I^2 = 0,5; 1; 2; 3$ и $\kappa l = 8$, характерных для усилителей на CO_2 , зависимости $\ln |K(v)|^2$ имеют симметричную колоколообразную форму с максимумом на частоте $v=0$, незначительно уширенную (на уровне 0,5 по мощности) по сравнению с линией люминесценции невозмущенной среды (рис. 6). Этот далеко не очевидный (особенно в случае больших интенсивностей основного поля $\mathcal{E}^2(l) \simeq 2 \div 3$) результат объясняется особенностями деформации локального контура линии усиления слабого поля $w(v, \xi)$ при изменении $\mathcal{E}^2(\xi)$. Дело в том, что в случае $\gamma^2 = 1$ при увеличении \mathcal{E}^2 в диапазоне $1 < \mathcal{E}^2 < 3$ частоты боковых максимумов $\pm v_m$ перемещаются в широких пределах ($1 \leq |v_m| \leq \sqrt{3}$), и почти в столь же широких и частично перекрывающихся с первыми областях ($0,6 \leq v \leq 1,2$) перемещаются частоты минимумов усиления (частоты находящихся между горбами $w(v, \xi)$ впадин). Поле ($1,5 \leq \mathcal{E}^2(\xi) < 2 \div 3$) имеется лишь в сравнительно небольшой части активного слоя, составляющей 10—30% от его полной толщины. В результате интегральное усиление

на боковых частотах $1 \leq |\nu| \leq 2$ нивелируется, а усиление на центральной частоте $\nu=0$, где при всех значениях $\mathcal{E}^2(\zeta)$ имеется локальный или абсолютный максимум, оказывается наибольшим. Интегральный инкремент усиления слабого поля на частоте $\nu=0$ в соответствии с (12) вычисляется по формуле

$$\ln |K(0)|^2 = \ln \frac{\mathcal{E}^2(l)}{\mathcal{E}^2(0)} + \ln \frac{1 + \mathcal{E}^2(0)}{1 + \mathcal{E}^2(l)}, \quad (15)$$

в которой $\mathcal{E}^2(l)$ и $\mathcal{E}^2(0)$ определяются из (14) для $\delta=0$. Из (15) отчетливо видно, что на частоте центра линии коэффициент усиления слабого поля $|K(0)|^2$ в $[1 + \mathcal{E}^2(l)]/[1 + \mathcal{E}^2(0)]$ раз меньше коэффициента усиления $\mathcal{E}^2(l)/\mathcal{E}^2(0)$ основной волны. Поэтому в двухпроходовых системах типа СО₂-усилителей, для которых целесообразно использовать ОВФ зеркала, отражающие поле без смещения несущей частоты, предельно достижимым полным коэффициентом усиления по мощности нужно считать величину

$$|K(0)|^2 G = [\mathcal{E}^2(l)/\mathcal{E}^2(0)]^2 [1 + \mathcal{E}^2(0)]/[1 + \mathcal{E}^2(l)].$$

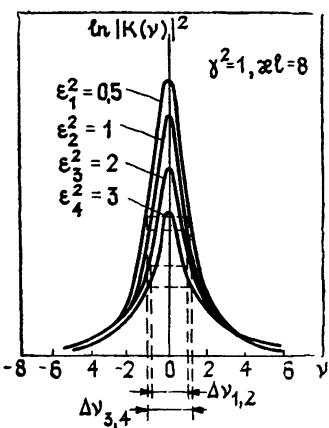


Рис. 6.

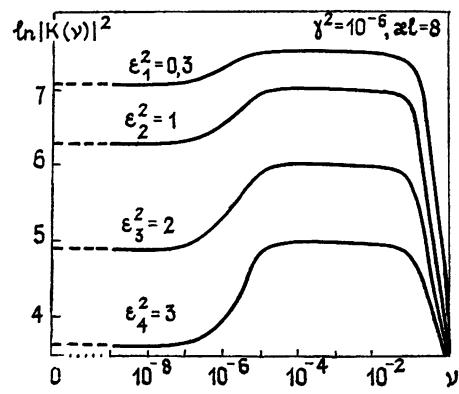


Рис. 7.

В другом случае очень малого значения параметра γ^2 в центре контура линии интегрального усиления всегда имеется минимум в силу того, что у каждого локального контура линии усиления слабого поля $w(\nu, \zeta)$ в каждом сечении усилителя в этом случае на центральной частоте $\nu=0$ имеется провал. Влияние эффективного неоднородного уширения проявляется относительно слабо и сводится к тому, что максимумы усиления на боковых частотах оказываются сглаженными, не резко выражеными, имеющими плоские вершины. Иллюстрацией этих утверждений служит рис. 7, на котором представлены зависимости $\ln |K(\nu)|^2$ для $\gamma^2 = 10^{-6}$. Из рисунка видно, что в довольно широком диапазоне частот $10^{-5} \leq |\nu| \leq 10^{-1}$ коэффициент усиления слабого встречного поля $|K(\nu)|^2$ примерно одинаков. При более тщательном анализе результатов численного счета удается найти слабо выраженный максимум $|K(\nu)|^2$ где-то вблизи частоты $\nu_m \approx \nu = \sqrt{T_2/T_1}$. Эту частоту можно считать близкой к среднему на толщине слоя значению частоты максимума $|\langle \nu_m \rangle|$ локального инкремента $w(\nu, \zeta)$, которая, как отмечалось, близка к частоте расщепления и которую можно оценить по формуле

$$\langle \nu_m \rangle \approx \langle \nu_{\text{расщ}} \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l \gamma \mathcal{E}(\zeta) d\zeta = \frac{2\gamma}{N} \left\{ \mathcal{E}(l) - \mathcal{E}(0) + \frac{1}{3} (\mathcal{E}^2(l) - \mathcal{E}^2(0)) \right\}.$$

В диапазоне частот максимального усиления вблизи частоты v_m коэффициент усиления слабого поля оказывается практически равным коэффициенту усиления основной волны G . Точнее говоря, $|K(v)|^2$ не превосходит величины $G_v = \mathcal{E}^2(l)/\mathcal{E}^2(0)$, которую можно найти по формуле (14) при $\delta^2 = v^2$ и которая в силу малости v^2 мало отличается от G . А это означает, что в двухпроходовых усилителях на активных материалах типа граната или рубина для достижения максимального коэффициента усиления целесообразно применять ОВФ зеркала, смещающие частоту отраженного поля на $v \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ от ширины линии или, что то же самое, на $10^{-5} \div 10^{-4}$ от частоты поля. При этом ожидаемое предельное значение коэффициента усиления должно возрасти практически в $[1 + \mathcal{E}^2(l)] / [1 + \mathcal{E}^2(0)]$ раз по сравнению со случаем ОВФ зеркала без смещения частоты.

Были проведены предварительные оценки влияния слабого неоднородного уширения (вызванного, например, распределением атомов по частотам) на изменение формы линии и интегрального коэффициента усиления слабого поля. Для лоренцевского распределения по частотам $f(\delta) = (\Delta/\pi) (\delta^2 + \Delta^2)^{-1}$ получено аналитическое выражение для интегрального инкремента. Оно имеет достаточно сложный вид и только на частоте сильного поля ($v=0$) значительно упрощается:

$$\ln |K|^2 = \ln \frac{\mathcal{E}^2(l)}{\mathcal{E}^2(0)} - \frac{[1 + \mathcal{E}^2(0) + \Delta V] \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(0)}}{[1 + \mathcal{E}^2(l) + \Delta V] \sqrt{1 + \mathcal{E}^2(l)}}.$$

Численные оценки, проведенные для твердотельных лазеров ($\gamma^2 \approx 10^{-6}$, $\Delta \approx 10^{-3}$, $kl = 8$, $\mathcal{E}^2(l) = 1$), показывают, что слабое неоднородное уширение $\Delta \approx 10^{-3}$ вызывает изменения значений $\ln |K|^2$ в максимуме и в нуле порядка 10^{-2} и практически не меняет форму линии.

Эти оценки позволяют надеяться на возможность экспериментальной проверки теории.

Полное усиление в двухпроходовом усилителе $\ln G + \ln |K(v)|^2$ зависит от расстройки сильного поля от частоты центра линии усиления δ и отстройки частоты слабого поля v от частоты сильного Ω . С ростом δ усиление основного поля $\ln G(\delta)$ уменьшается, а слабого поля $|K(v_m, \delta)|^2$ на частоте максимума растет. Если условиться выбирать частоту слабого поля всегда равной v_m , то возникает вопрос, не увеличится ли общее усиление $G(\delta) |K(v_m, \delta)|^2$, если в некоторых случаях (при определенных значениях kl , γ^2 и $\mathcal{E}^2(l)$) специально сдвигать частоту сильного поля Ω относительно центра линии Ω_0 на δ . Расчеты показывают, что такой сдвиг частоты оказывается нежелательным: режим усиления с $\delta=0$ и $v=v_m$ является самым оптимальным в смысле максимума коэффициента усиления.

ЛИТЕРАТУРА

- Бетин А А и др. В кн: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 40.
- Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. — Горький: ИПФ АН СССР, 1982
- Бетин А А, Дятлов А Н., Кулагина С Н., Кулагин С В, Миловский Н. Д., Шерстобитов В. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 5, с. 557.
- Миловский Н. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 1, с. 93.
- Миловский Н. Д. Диссертация — Горький, Гос. ун-т, 1973.
- Раутян С. Г. — Нелинейная оптика Труды ФИАН, 1968, 43, с. 3.
- Кузнецова Т. И. — Труды ФИАН, 1968, 43, с. 116.
- Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом — Минск: Наука и техника, 1977.
- Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. — М: ВИНИТИ, 1964, с. 233.
- Бломберген Н. Нелинейная оптика. — М.: Мир, 1966, с. 176.
- Бонч-Бруевич Л. М., Ходовой В. А. — УФН, 1967, 93, № 1, с. 71.

12. Зейгер С. Г. Теоретические основы лазерной спектроскопии насыщения. — Л.: Гос. ун-т, 1979.
13. Миловский Н. Д., Попова Л. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 24, № 5, с. 565.
14. Клоchan Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. — ЖЭТФ, 1973, 65, № 4(10), с. 1344.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
12 ноября 1984 г.

AMPLIFICATION OF COUNTERPROPAGATING WAVES OF DIFFERENT FREQUENCIES IN A DOUBLE-PASS AMPLIFIER

A. A. Betin, N. D. Milovskij, T. N. Roshchina, T. V. Yastrebova

Local and integral growth rates of a weak counterpropagating field in a double-pass amplifier with a frequency shifting PC-mirror are investigated. The shift frequency corresponding to the maximum local growth rate is found. The analysis of the amplification of the integral growth rate shows that the maximum amplifier gain in double-pass garnet or ruby amplifiers can be obtained using PC-mirrors that shift the frequency of the reflected field by 10^{-2} — 10^{-1} of the line width (i.e. by 10^{-5} — 10^{-4} of the frequency of the fundamental field). The expected limiting value of the amplifier gain, in this case, increases by 2—3 times as compared to a PC-mirror without a frequency shift. In double-pass systems such as CO₂-amplifiers, it proved advisable to use PC-mirrors reflecting the field without the shift in the carrier frequency.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXV, № 5, 1985 г.

Гусев В. Д., Власова О. К. Рассеяние луча в гиротропной среде.

Процесс рассеяния в гиротропной среде представлен в приближении малых флуктуаций марковским случайным процессом. В результате решения уравнения Эйнштейна—Фоккера получен нормальный закон для вероятности перехода луча, заданного координатой и направлением. Из решения следует, что диффузия луча в гиротропной среде различна в плоскости магнитного меридиана и в перпендикулярной к ней плоскости.

Бахметьева Н. В., Игнатьев Ю. А., Матюгин С. Н., Шавин П. Б. Исследование параметров среднемасштабных неоднородностей методом наклонного зондирования при воздействии на ионосферу полем мощных радиоволн.

Методом наклонного зондирования исследуются искусственные среднемасштабные неоднородности, возникающие в ионосфере под действием мощного КВ-радиоизлучения. Получен ряд характеристик таких неоднородностей, исследовано их влияние на распространение радиоволн, проходящих через искусственную возмущенную область ионосферы.

(Окончание см. с. 163)
