

УДК 621.373.826

ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЕТРОВОЙ РЕФРАКЦИИ

В. А. Алешкевич, Г. Д. Кожоридзе, А. Н. Матвеев

Аналитически, методом заданного нелинейного фазового экрана, исследована взаимная связь временной и пространственной когерентности случайно-модулированного светового импульса, представляющего суперпозицию сигнала и шума, в движущейся среде степловой нелинейностью. Анализируются факторы, влияющие на преобразование пространственно-временных характеристик дифрагирующего светового импульса. Выявлены закономерности взаимного влияния сигнала и шума.

В последнее время достигнуты значительные успехи в исследовании теплового самовоздействия случайно-модулированных пучков и импульсов мощных многомодовых лазеров. Тепловое самовоздействие пространственно-некогерентных световых пучков в неподвижных средах экспериментально изучалось для квазинепрерывного [1] и импульсного [2] излучения. Методом интегрирования по траекториям были изучены закономерности изменения средних пространственных масштабов лазерных многомодовых пучков в поглощающих средах [3]. Методом статистических испытаний исследовалось распространение светового импульса в турбулентной среде [4]. Также численно было исследовано нестационарное тепловое самовоздействие световых импульсов в движущейся среде [5]. Ранее в [6] нами анализировалась дефокусировка и самоотклонение пространственно-некогерентного лазерного излучения и преобразование его временной когерентности [7] при ветровой рефракции. Вместе с тем, в нелинейной среде пространственные и временные флуктуации поля световой волны являются взаимосвязанными [8]. Такая взаимосвязь делает более многообразной картину самомодуляции лазерного излучения при его самовоздействии. Характер изменения средних масштабов временной и пространственной модуляции, а также преобразования временной и пространственной когерентности в значительной мере определяется соотношением эффектов дифракции, дисперсии, затухания и нелинейного самовоздействия.

В настоящей работе проведен анализ взаимной связи временной и пространственной когерентности случайно-модулированного светового импульса, распространяющегося в движущейся среде с тепловой нелинейностью.

1. Математическая постановка задачи. В квазиоптическом приближении тепловое самовоздействие светового импульса, распространяющегося вдоль оси z в движущейся среде, описывается уравнением квазиоптики совместно с материальным уравнением среды:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{ig}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha}{2} \right) A = -\frac{ik}{n_0} n_{нл} A; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + v \frac{\partial T}{\partial x} - \chi \Delta_1 T = \frac{\alpha}{\rho_{ср}} |A|^2. \quad (2)$$

Здесь $g = \partial^2 k / \partial \omega^2$ характеризует дисперсию групповой скорости; α , χ , 816

$\rho_{\text{ср}}$ — коэффициенты поглощения, температуропроводности и теплоемкость единицы объема среды при постоянном давлении; v — скорость движения среды поперек пучка (вдоль оси X); $n_{\text{нл}} = n_T T = (\partial n / \partial T) T$ — нелинейное возмущение показателя преломления среды вследствие ее нагрева; τ — время в сопровождающей системе координат.

На входе в нелинейную среду амплитуда светового импульса, представленная аддитивно в виде суммы сигнала и шума, случайно-модулирована в пространстве и во времени:

$$A(\mathbf{r}, \tau, z=0) = A_c(\mathbf{r}, \tau, z=0) + A_{\text{ш}}(\mathbf{r}, \tau, z=0) = \sqrt{I_0} \exp(-r^2/a_0^2 - \tau^2/\tau_{\text{н0}}^2) [1 + \xi(\mathbf{r}, \tau)]. \quad (3)$$

Здесь a_0 и $\tau_{\text{н0}}$ — ширина пучка и длительность импульса соответственно; I_0 — характерное значение интенсивности; $\xi(\mathbf{r}, \tau)$ — стационарный комплексный случайный процесс с нормальным законом распределения, нулевым средним значением $\langle \xi(\mathbf{r}, \tau) \rangle = 0$, малой дисперсией $\sigma_\xi^2 = \langle \xi^2(\mathbf{r}, \tau) \rangle < 1$ и пространственно-временной корреляционной функцией (ПВКФ) поля вида

$$\langle \xi(\mathbf{r}_1, \tau_1) \xi^*(\mathbf{r}_2, \tau_2) \rangle = \sigma_\xi^2 \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{r_{\text{к0}}^2} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_{\text{к0}}^2} \right], \quad (4)$$

где $r_{\text{к0}}$ и $\tau_{\text{к0}}$ — радиус корреляции и время когерентности шума.

Далее для изучения взаимовлияния временной и пространственной когерентности будем рассматривать на входе в нелинейную среду импульсы только со случайной временной модуляцией ($r_{\text{к0}} = \infty$) и частично когерентные только в пространстве ($\tau_{\text{к0}} = \infty$) пучки.

Режим теплового самовоздействия зависит от соотношения длительности импульса $\tau_{\text{н0}}$ и времени его когерентности $\tau_{\text{к0}}$ с характерными временами переноса среды $\tau_v = a_0/v$ и термодиффузии $\tau_\chi = a_0^2/\chi$. Если скорость движения такова, что $\tau_\chi \gg \tau_v$, а характерное время изменения интенсивности светового поля достаточно большое ($\tau_{\text{н0}}, \tau_{\text{к0}} \gg \tau_v$), то в уравнении (2) членами $\partial/\partial \tau$ и $\chi \Delta_1$ можно пренебречь и считать режим самовоздействия квазистационарным. Для типичных задач квазистационарного самовоздействия лазерного излучения светового диапазона в атмосфере или в жидкости можно также не учитывать эффекты дисперсии и в уравнении (1) опустить член $\partial^2/\partial \tau^2$.

Для решения системы уравнений (1), (2) будем пользоваться методом расщепления по физическим факторам [9], согласно которому на первом этапе решения системы рассматривается только нелинейное самовоздействие без учета дифракции, а на втором этапе решается линейное параболическое уравнение с начальным условием, являющимся решением системы на первом этапе. Метод расщепления по физическим факторам является практически методом заданного нелинейного фазового экрана, при этом нелинейный канал распространения, где происходит набег фазы амплитуды светового поля, образуется флуктуирующей интенсивностью лазерного излучения. На последнем (втором) этапе решения, когда рассматривается уже линейное параболическое уравнение, метод позволяет анализировать отдельно трансформацию сигнального и шумового компонент и дает практически такую же точность результатов, что и метод заданного канала [6, 7], однако он является математически удобным для расчета ПВКФ поля вида

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau_1, \tau_2, z) = \langle A(\mathbf{r}_1, \tau_1, z) A^*(\mathbf{r}_2, \tau_2, z) \rangle. \quad (5)$$

Применение приближенного аналитического метода ограничивает протяженность трассы, на которой справедливы полученные результаты $z < L_{\text{нл}}, L_{\text{дф}}$, где

$$L_{\text{нл}} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_0 v \rho_{\text{ср}} a_0}{|n_T| \alpha I_0} \right)^{1/2}, \quad L_{\text{дф}} = \frac{1}{2} k a_0^2 \quad (6)$$

— характерные длины нелинейной фазовой модуляции и дифракционного расплывания соответственно. Так, например, при распространении лазерного пучка с шириной $a_0 \sim 5$ см, длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм, мощностью $P_0 = I_0 a_0^2 \sim 1$ кВт в атмосфере со слабым ветром ($v \sim 2$ м/с) $L_{нл} \sim 2$ км, $L_{дф} \sim 8$ км, а в жидкости $L_{нл}$ на 1—3 порядка меньше.

2. Импульс со случайной временной модуляцией. Опуская промежуточные вычисления, запишем выражение для модуля ПВКФ поля сигнала и шума в приосевом приближении ($|r_1|, |r_2| < a_0$, $|\tau_1|, |\tau_2| < \tau_{н0}$):

$$|I^{с,ш}(r_1, r_2, \tau_1, \tau_2, z)| = I^{с,ш}(z) \exp \left\{ - \frac{(x_1 - x_0(z))^2 + (x_2 - x_0(z))^2}{[a_x(z)]^2} - \frac{y_1^2 + y_2^2}{[a_y(z)]^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{[r_{к,у}(z)]^2} - \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_{н0}^2} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_{к0}^2} - \alpha z \right\}, \quad (7)$$

где характерные значения интенсивности сигнала и шума

$$I^с(z) = I_0 \frac{a_0^2}{a_x(z)a_y(z)}, \quad I^ш(z) = \sigma_\xi^2 I^с(z), \quad (8)$$

ширины сигнального и шумового пучков по осям X и Y

$$a_x(z) = a_0 \left(1 + \frac{z^2}{L_{дф}^2} \right), \quad a_y(z) = a_0 \left\{ \left[1 + \sigma_\xi^2 h(\alpha z) \frac{z^2}{L_{нл}^2} \right]^2 + \frac{z^2}{L_{дф}^2} \right\}, \quad (9)$$

радиус корреляции по оси Y

$$r_{кy}(z) = \frac{L_{нл}^2 a_0 a_y(z)}{\sigma_\xi^2 z L_{дф} h(\alpha z) |y_1 + y_2|}, \quad (10)$$

смещение энергетической оси сигнального и шумового пучков

$$x_0(z) = - \frac{a_0}{8} h(\alpha z) (1 + \sigma_\xi^2) \left(\frac{z}{L_{нл}} \right)^2, \quad (11)$$

время когерентности сигнального и шумового пучков

$$\tau_{к,ш}(z) = \tau_{к0} \left(\delta^{с,ш} + \frac{1}{2} \sigma_\xi^2 F_{нл} \right)^{-1/2}, \quad \delta^с = 0, \quad \delta^ш = 1, \quad (12)$$

а функция $F_{нл}$ задается выражением

$$F_{нл}(x, y, z) = h(\alpha z) \frac{z L_{дф}}{L_{нл}^2} \exp(-2y^2/a_0^2) \int_{-\infty}^{x/a_0} d\left(\frac{x'}{a_0}\right) \exp(-2x'^2/a_0^2). \quad (13)$$

В формулах (9)—(13) $h(\alpha z) = (1 - e^{-\alpha z})/\alpha z$.

Из записанных выражений видно, что преобразование пространственных и временных характеристик лазерного излучения происходит достаточно сложным образом и зависит от соотношения эффектов дифракции и нелинейного самовоздействия. За счет движения среды имеет место неоднородная в плоскости XOY дефокусировка пучка, которая максимальна по оси Y и значительно ослаблена по оси X ($a_y(z) > a_x(z)$). Начальные временные флуктуации шумового импульса приводят к ухудшению пространственной когерентности как сигнала, так и шума в плоскости, перпендикулярной ветру, при этом случайное световое поле является статистически неоднородным. Это проявляется в зависимости радиуса корреляции $r_{кy}$ от $|y_1 + y_2|$, например для то-

чек $y_1 = -y_2$ пространственная когерентность не нарушается ($r_{ky} = \infty$). На рис. 1 показано ухудшение пространственной когерентности по оси Y лазерного пучка с шириной $a_0 \sim 5$ см, длиной волны $\lambda \sim 1$ мкм, мощностью сигнала $P_0 \sim 5$ кВт при $\sigma_{\xi}^2 = 0,5$ в движущейся атмосфере ($v \sim 2$ м/с) для точек $|y_1 + y_2| = 1$ см (1), 2 см (2), 3 см (3).

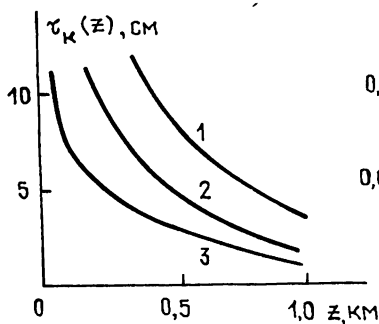


Рис. 1.

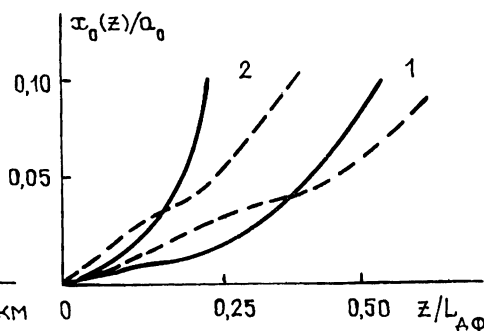


Рис. 2.

Смещение энергетической оси $x_0(z)$ одинаково как для сигнального, так и для шумового пучков. В случае слабого затухания, типичного для атмосферы, когда характерная длина затухания $L_3 = \alpha^{-1} \gg \gg L_{нл}, L_{дф}$, отклонение на ветер $x_0(z)$ находится в квадратичной зависимости от пройденного пути z . При сильном затухании, характерном для распространения лазерного излучения в жидкости, когда $L_3 \ll \ll L_{нл}, L_{дф}$, на начальном этапе распространения $z < L_3$ смещение оси $x_0(z)$ находится в квадратичной зависимости от z , а далее при $z > L_3$ растет линейно. На рис. 2 представлена зависимость смещения энергетической оси в случае слабого (сплошные линии, $L_3 = 10 L_{дф}$) и сильного (пунктир, $L_3 = 0,1 L_{дф}$) затухания при $L_{нл} = 0,5 L_{дф}$ (1), $0,25 L_{дф}$ (2) ($\sigma_{\xi}^2 = 0,5$). Представляется полезным провести численную оценку: например, при распространении в атмосфере лазерного пучка с шириной $a_0 \sim 5$ см, длиной волны $\lambda \sim 0,6$ мкм, мощностью сигнала $P_0 \sim 3$ кВт при $\sigma_{\xi}^2 = 0,3$ в случае слабого ветра ($v \sim 2$ м/с) уже на расстоянии $z \sim 2$ км $x_0 \simeq 1,5$ см, т.е. смещение энергетической оси составляет около 30% от начальной ширины пучка.

Из (12) и (13) видно, что за счет движения среды тепловое самовоздействие приводит к неоднородному уменьшению времени когерентности лазерного излучения в поперечном сечении XOY . Когерентный сигнал с распространением становится случайно-модулированным во времени с временем когерентности $\tau_k^c(z)$. В случае слабого затухания время когерентности шумового импульса уменьшается

монотонно по всей трассе $z < L_{нл}$, а в среде с сильным поглощением, где нелинейные эффекты проявляются в тонком слое $0 < z < L_3$, на начальной трассе время когерентности τ_k^w существенно уменьшается, а далее наступает насыщение. На рис. 3 показано уменьшение времени когерентности шумового импульса в среде со слабым (сплошные линии, $L_3 = 10 L_{дф}$) и с сильным (пунктир, $L_3 = 0,05 L_{дф}$) затуханием при $L_{нл} = 0,3 L_{дф}$ (1), $0,1 L_{дф}$ (2) ($\sigma_{\xi}^2 = 0,5$).

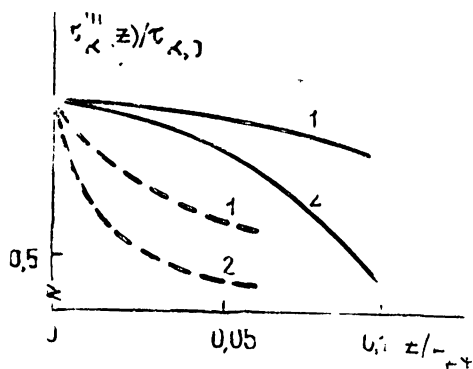


Рис. 3

3. Частично когерентный в пространстве пучок. Модуль ПВКФ поля для сигнала и шума в приосевом приближении имеет вид (7),

где характерные значения интенсивности сигнального и шумового пучков задаются формулами (8), ширины по осям X и Y составляют соответственно

$$a_{x,y}^{c,\text{ш}}(z) = a_0 \left\{ \left[1 + \bar{\sigma}_{x,y}^2 h(\alpha z) \frac{z^2}{L_{\text{нл}}^2} \right]^2 + \frac{z^2}{L_{\text{дф}}^2} + 2\delta^{c,\text{ш}} \times \right. \\ \left. \times N_{r,0} \frac{z^2}{L_{\text{дф}}^2} + \bar{\sigma}_{x,y}^2 N_{r,0} h^2(\alpha z) \frac{z^4}{L_{\text{нл}}^4} \right\}^{1/2}, \quad (14)$$

радиусы корреляции

$$r_{x,y}^{c,\text{ш}}(z) = r_0 \left\{ \frac{\left[1 + \bar{\sigma}_{x,y}^2 h(\alpha z) \frac{z^2}{L_{\text{нл}}^2} \right]^2}{\delta^{c,\text{ш}} + \bar{\sigma}_{x,y}^2 h(\alpha z) \frac{z^2 L_{\text{дф}}^2}{L_{\text{нл}}^4}} + \frac{z^2}{L_{\text{дф}}^2} + 2\delta^{c,\text{ш}} N_{r,0} \frac{z^2}{L_{\text{дф}}^2} \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

отклонение энергетической оси задается формулой (11), время когерентности сигнального и шумового пучков

$$\tau_k^c(z, \tau) = \tau_k^{\text{ш}}(z, \tau) = \frac{L_{\text{нл}}^2 \tau_{\text{н0}}^2}{\sigma_{\xi} z L_{\text{дф}} h(\alpha z) \tau}, \quad \tau = \frac{|\tau_1 + \tau_2|}{2}. \quad (16)$$

В выражениях (14) и (15) $N_{r,0} = (a_0/r_{\text{к0}})^2$ — число пространственных неоднородностей, $\bar{\sigma}_x^2 = 0$, $\bar{\sigma}_y^2 = \sigma_{\xi}^2$, $\bar{\sigma}_x^2 = \sigma_{\xi}^2/2$, $\bar{\sigma}_y^2 = 6\sigma_{\xi}^2$, $\tilde{\sigma}_x^2 = \sigma_{\xi}^2/8$, $\sigma_y^2 = \sigma_{\xi}^2$, $\delta^c = 0$, $\delta^{\text{ш}} = 1$.

Анализ формул (14) и (15) дает возможность выделить в общем случае четыре основных фактора [8], влияющих на преобразование пространственных характеристик лазерного пучка:

1. Когерентный дифракционный эффект (член $z^2/L_{\text{дф}}^2$), вызывающий уширение как сигнального, так и шумового пучков и увеличение их радиусов корреляции.

2. Некогерентный дифракционный эффект (член $2\delta^{c,\text{ш}} N_{r,0} z^2/L_{\text{дф}}^2$), приводящий к уширению только шумового пучка и к увеличению его радиуса корреляции. Для пространственно-многомодовых пучков, когда $N_{r,0} \gg 1$, некогерентный дифракционный эффект существенно доминирует над когерентным дифракционным уширением, и последним можно пренебречь.

3. Когерентный нелинейный эффект (член $\bar{\sigma}_{x,y}^2 h(\alpha z) z^2/L_{\text{нл}}^2$), приводящий к одинаковому уширению сигнального и шумового пучков и увеличению их радиусов корреляции. За счет движения среды в плоскости ветра отсутствует когерентная нелинейная дефокусировка ($\tau_x^2 = 0$).

4. Некогерентный нелинейный эффект, способствующий неоднородной дефокусировке пучков (член $\bar{\sigma}_{x,y}^2 N_{r,0} h(\alpha z) z^4/L_{\text{нл}}^4$) и уменьшению их радиусов корреляции (член $\tilde{\sigma}_{x,y}^2 h(\alpha z) z^2 L_{\text{дф}}^2/L_{\text{нл}}^2$).

Наличие нелинейных эффектов связано с неоднородным в плоскости XOY распределением индуцированных неоднородностей показателя преломления $n_{\text{нл}} = \bar{n}_{\text{нл}} + \tilde{n}_{\text{нл}}$, средняя огибающая которого $\bar{n}_{\text{нл}}$ приводит к регулярной пространственной модуляции (когерентный нелинейный эффект), а флуктуационная часть $\tilde{n}_{\text{нл}}$ — к случайной (некогерентный нелинейный эффект).

Под воздействием шумового пучка сигнальный пучок по мере распространения становится частично когерентным в пространстве

с радиусом корреляции $r_k^c(z)$, который вначале уменьшается, а далее начинает расти с развитием дифракции и когерентной нелинейной рефракции. Радиус корреляции шумового пучка $r_k^w(z)$ может как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от соотношения нелинейных и дифракционных эффектов.

Прослеживается и обратное влияние сигнального пучка на шумовой, состоящее в том, что с увеличением интенсивности сигнального пучка увеличивается когерентная нелинейная дефокусировка шумового пучка, а также увеличивается его радиус корреляции.

Из (16) видно, что за счет пространственных флуктуаций входной амплитуды поля шумового пучка по мере распространения как сигнал, так и шум становятся случайно-модулированными во времени с временем когерентности $\tau_k^*(z, \tau)$. При этом временная когерентность в центральной части импульса ($\tau \simeq 0$) практически не ухудшается. На рис. 4 показано ухудшение времени когерентности по длине импульса в среде со слабым затуханием ($L_3 = 10L_{дф}$) на расстоянии $z = 0,05L_{дф}$ при $L_{нл} = 0,1L_{дф}$ (1), $0,05L_{дф}$ (2) ($\sigma_\xi^2 = 0,5$).

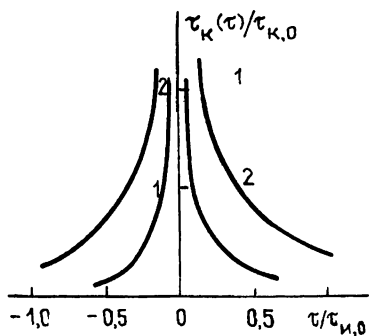


Рис 4.

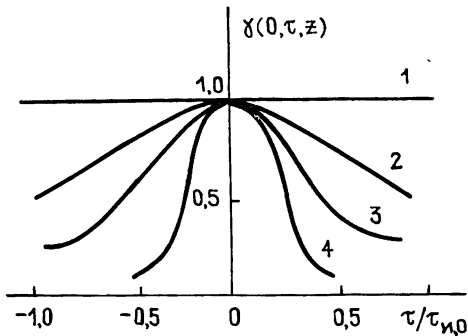


Рис 5.

Отмечая в целом ухудшение временной когерентности светового импульса в присевом приближении, интересно проследить за преобразованием модуля степени временной когерентности между точками $\tau_1 = 0$ и $\tau_2 = \tau$:

$$|\gamma^{c,ш}(0, \tau, z)| = |\gamma^{c,ш}(r, 0, \tau, z)| / \sqrt{\langle I^{c,ш}(r, 0, z) \rangle \langle I^{c,ш}(r, \tau, z) \rangle} = \exp \left[-\sigma_\xi^2 h^2 (\alpha z) \left(\frac{\tau}{\tau_{н0}} \right)^4 \left(\frac{zL_{дф}}{L_{нл}^2} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

Функция (17) падает e раз за характерное время

$$\tau^*(z) = \tau_{н0} \left(\frac{L_{нл}^2}{\sigma_\xi^2 h (\alpha z) z L_{дф}} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

а по мере распространения импульса монотонно сужается. На рис. 5 представлена трансформация модуля степени временной когерентности в среде со слабым затуханием ($L_3 = 10L_{дф}$) при $z = 0$ (1), $0,1L_{нл}$ (2), $0,3L_{нл}$ (3), $0,9L_{нл}$ (4), когда $L_{нл} = 0,1L_{дф}$ и $\sigma_\xi^2 = 0,5$.

Параметр

$$N_\tau(z) = \frac{\tau_{н0}}{\tau^*(z)} = \left(\frac{\sigma_\xi^2 h (\alpha z) z L_{дф}}{L_{нл}} \right)^{1/2} \quad (19)$$

характеризует растущее с расстоянием z число временных неоднородностей, что говорит об ухудшении временной модовой структуры сигнального и шумового импульсов. В среде со слабым затуханием $N_\tau(z)$

с распространением растёт монотонно на траектории $z < L_{\text{нл}}$. В случае сильного поглощения увеличение $N_{\tau}(z)$ происходит резко на начальном этапе самовоздействия $z < L_3$, а далее наступает насыщение и временная когерентность импульса практически не меняется.

Выводы. Обобщая результаты, можно выделить основные закономерности, способствующие проявлению эффекта взаимного влияния временных и пространственных флуктуаций амплитуды светового поля в движущейся среде с тепловой нелинейностью.

Необходимым условием такого взаимного влияния является наличие нелинейного некогерентного эффекта, что связано с нелинейным образом наведенными флуктуациями показателя преломления $\tilde{n}_{\text{нл}}$. Взаимосвязь временных и пространственных флуктуаций становится заметной лишь в случаях, когда флуктуационная часть $\tilde{n}_{\text{нл}}$ по величине сравнима с регулярной, а также имеет неоднородное по сечению пучка и нестационарное по длине импульса распределение.

Основные закономерности взаимного влияния состоят в том, что медленные флуктуации, «отслеживаемые» нелинейной средой во времени, приводят к ухудшению пространственной когерентности светового пучка при его одновременной нелинейной рефракции, при этом во всех случаях пространственная когерентность лазерного излучения ухудшается. Обратное влияние пространственных флуктуаций на ухудшение временной когерентности пространственно-некогерентного на входе в среду светового импульса носит аналогичный по смыслу характер. Эта взаимосвязь становится существенно ослабленной в тех случаях, когда нестационарный режим самовоздействия способствует сглаживанию флуктуаций индуцированного оптического канала.

В заключение следует отметить, что если шумовая компонента импульса является стационарным и однородным процессом, то преобразование временной и пространственной когерентности светового поля будет происходить в нелинейной среде независимым образом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 13
2. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С., Покасов В. В., Ушаков А. Н. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 545
3. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 1833.
4. Кандидов В. П., Леднев В. И. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 873.
5. Егоров К. Д., Кандидов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. С. 801.
6. Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н., Терзиева С. И. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 192.
7. Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 1695.
8. Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н. // Тезисы докл. Всесоюзной конф. Оптика лазеров. — Л., 1987. С. 131.
9. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. P. // Appl. Phys. 1976. V. 10. P. 2
10. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
20 октября 1987 г.

MUTUAL INFLUENCE OF TEMPORAL AND SPATIAL COHERENCE UNDER THE WIND REFRACTION OF LASER RADIATION

V. A. Aleshkevich, G. D. Kozhoridze, A. N. Matveev

The correlation between temporal and spatial coherence of a randomly modulated light pulse, represented as the superposition of signal and noise in a moving media with heat nonlinearity is investigated by the analytical method of the spatial and temporal characteristics transformation of the diffracting light pulse are analysed. The regularities of the mutual influence of signal and noise are elucidated.