

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

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ МОЩНОГО ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОГО ПУЧКА НА НАКЛОННЫХ ТРАССАХ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Аналитически исследовано самовоздействие мощного частично-когерентного светового пучка, распространяющегося в однородно-движущейся и в неподвижной атмосфере при одновременном учете эффектов дифракции, теплового самовоздействия и мелкомасштабных турбулентных флуктуаций показателя преломления. Проведен анализ дефокусировки, отклонения энергетической оси и преобразования пространственной когерентности сигнального и шумового пучков.

В настоящее время исследования закономерностей распространения оптического излучения в земной атмосфере приобретают огромное значение в решении большого числа научных и прикладных задач. При распространении оптических волн в незамутненной атмосфере турбулентность является одним из важнейших факторов, влияющих на преобразование пространственных характеристик световых пучков. Теоретически [1–5] и экспериментально [4, 5] были исследованы различные аспекты теплового самовоздействия светового пучка в турбулентной среде. Однако по-прежнему актуальным остается вопрос о распространении некогерентных пучков в турбулентной атмосфере с учетом высотного профиля структуры флуктуаций показателя преломления.

В настоящей работе аналитически исследовано самовоздействие мощного частично-когерентного светового пучка, распространяющегося в однородно-движущейся поперек луча и в неподвижной атмосфере при одновременном учете мелкомасштабных флуктуаций показателя преломления. В квазиоптическом приближении стационарное самовоздействие светового пучка, распространяющегося вдоль оси Z в однородно-движущейся поперек луча турбулентной атмосфере, описывается уравнением квазиоптики для корреляционной функции второго порядка Γ совместно с уравнением теплопроводности:

$$\Gamma(z, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle A(z, \mathbf{r}_1) A^*(z, \mathbf{r}_2) \rangle_{\tau_0}, \quad (1)$$

в (1) усреднение производится только тех флуктуаций амплитуды поля, которые возникают за счет турбулентности атмосферы,

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} (\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{\pi k^2}{4} D(z, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \alpha \right) \Gamma(z, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) =$$

$$= - \frac{i n_{\tau} k}{2 n_0} \{ T_{\text{пл}}(z, \mathbf{r}_1) - T_{\text{пл}}(z, \mathbf{r}_2) \} \Gamma(z, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

$$v \frac{\partial T_{\text{пл}}}{\partial x} - \chi \Delta_{\perp} T_{\text{пл}} = \frac{\alpha}{\rho c_p} |A|^2. \quad (3)$$

Здесь α , χ , ρc_p — коэффициенты поглощения, температуропроводности и теплоемкость единицы объема среды при постоянном давлении; v — скорость движения среды поперек пучка (вдоль оси X); n_{τ} — производная показателя преломления по температуре; $D(z, \rho)$ — структурная функция показателя преломления

$$D(z, \rho) = \frac{4}{\pi k^2 z} \left(\frac{\rho}{l_0} \right)^{5/3}, \quad (4)$$

где $l_0 = (0,365 C_n^2(z) k^2 z)^{-3,5}$, а величина структурной характеристики $C_n^2(z)$ зависит от высоты над поверхностью земли.

Замкнутое уравнение (2) для Γ получено в предположении статистической независимости турбулентных флуктуаций показателя преломления атмосферы от наведенных нелинейным образом оптических неоднородностей, которые в приближении заданного канала по всей трассе распространения определяются входной флуктуирующей интенсивностью частично-когерентного лазерного излучения. Заметим, что функция Γ является случайной, так, например, на входе в атмосферу Γ представляет собой интенсивность светового пучка со случайной пространственной модуляцией. Для расчета среднестатистиче-

ских характеристик лазерного излучения необходимо провести усреднение в Γ тех флуктуаций, которые возникают за счет наведенных нелинейным образом случайных оптических неоднородностей.

Будем считать, что на входе в нелинейную турбулентную среду комплексная амплитуда $A_0(\mathbf{r})$ представляет собой суперпозицию сигнала и шума

$$A_0(\mathbf{r}) = \sqrt{I_0} (1 + \xi(\mathbf{r})) e^{-r^2/a_0^2}, \quad (5)$$

где I_0 – характерное значение интенсивности пучка, a_0 – его ширина, $\xi(\mathbf{r})$ – нормальный комплексный случайный стационарный процесс с нулевым средним значением $\langle \xi(\mathbf{r}) \rangle = 0$ и корреляционной функцией гауссовского типа:

$$\langle \xi(\mathbf{r}_1) \xi^*(\mathbf{r}_2) \rangle = \sigma_0^2 e^{-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2/r_0^2} \quad (6)$$

с радиусом корреляции r_0 и малой дисперсией $\sigma_0^2 < 1$.

При скоростях движения среды, для которых число Пекле $\gamma = va_0/4\chi \gg 1$, что наиболее характерно для атмосферы, в уравнении теплопроводности можно пренебречь термодиффузией. Используя приближение заданного канала, которое оправдано на расстояниях $z < \min\{L_{\text{нл}}, L_{\text{д}}\}$ ($L_{\text{нл}}, L_{\text{д}}$ – длины нелинейной фазовой модуляции и дифракционного расплывания, приведенные ниже), решение уравнения (3) можно записать в виде

$$T_{\text{нл}}(\mathbf{r}) = \frac{\alpha}{v\rho c_p} \int_{-\infty}^x |A_0(x', y)|^2 dx'; \quad \mathbf{r} = \{x, y\}. \quad (7)$$

Определяя, таким образом, распределение отклонения температуры от невозмущенного значения, можно записать решение уравнения (2), усредненное по возникшим в Γ флуктуациям за счет наведенных флуктуаций температуры,

$$\langle \Gamma(\mathbf{z}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rangle = e^{-\alpha z} \iint d^2\rho_1 d^2\rho_2 G_0(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) \times \\ \times A_0(\rho_1) A_0^*(\rho_2) e^{i\Phi(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2)}, \quad (8)$$

где G_0 – функция Грина линейного уравнения:

$$G_0(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \exp \left[-\frac{ik}{2z} (\rho_1 - \mathbf{r}_1)^2 + \frac{ik}{2z} (\rho_2 - \mathbf{r}_2)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\pi k^2}{4} \int_0^z D(\tilde{z}, \tilde{z}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + (1 - \tilde{z})(\rho_1 - \rho_2)) d\tilde{z} \right]. \quad (9)$$

Фазу $\Phi(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2)$ запишем в следующем виде:

$$\Phi(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) = -\frac{\alpha n_T}{2n_0 v \rho c_p} \int_0^z dz' \left[\int_{-\infty}^{x_1} |A_0(x', y_1)|^2 dx' - \right. \\ \left. - \int_{-\infty}^{x_2} |A_0(x'', y_2)|^2 dx'' \right], \quad \rho_1 = \{x_1, y_1\}, \quad \rho_2 = \{x_2, y_2\}. \quad (10)$$

При расчете (3) вместо структурной функции (4) воспользуемся ее квадратичной аппроксимацией; при этом результат отличается от точного не более чем на 4% [3, 6].

При вычислении коррелятора в правой части (8) будем предполагать статистическую независимость функции (10) от $A_0(\rho_1)A_0^*(\rho_2)$ [7]. Если радиус корреляции $r_0 < a_0$, то в силу центральной предельной теоремы фаза Φ и ее флуктуационная часть $\tilde{\Phi} = \Phi - \langle \Phi \rangle$ имеют гауссову статистику и можно записать:

$$\langle A_0(\rho_1) A_0^*(\rho_2) e^{i\Phi} \rangle = \langle A_0(\rho_1) A_0^*(\rho_2) \rangle e^{i\langle \Phi \rangle - 1/2 \langle \tilde{\Phi}^2 \rangle}. \quad (11)$$

Опуская промежуточные вычисления, запишем выражения для модуля пространственной корреляционной функции поля сигнального и шумового пучков в приосевом приближении ($|r_1|, |r_2| < a_0$) и для $\sigma_0^2 < 1$:

$$|\langle \Gamma^{c,ш}(z, r_1, r_2) \rangle| = I^{c,ш}(z) \exp \left\{ -\frac{(x_1 - x_0)^2 + (x_2 - x_0)^2}{[a_x^{c,ш}(z)]^2} - \frac{y_1^2 + y_2^2}{[a_y^{c,ш}(z)]^2} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{(x_1 - x_2)^2}{[r_x^{c,ш}(z)]^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{[r_y^{c,ш}(z)]^2} \right\}; \quad (12)$$

интенсивности сигнального и шумового пучков:

$$I^c(z) = I_0 \frac{a_0^2}{a_x^c(z) a_y^c(z)} e^{-\alpha z}; \quad I^{ш}(z) = I_0 \frac{a_0^2}{a_x^{ш}(z) a_y^{ш}(z)} e^{-\alpha z}. \quad (13)$$

радиусов сигнального и шумового пучков по осям X и Y :

$$a_{x,y}^{c,ш}(z) = a_0 \left[1 + \frac{z^2}{L_d^2} + 2\delta^{c,ш} N_0 \frac{z^2}{L_d^2} + \bar{\sigma}_{x,y}^2 \frac{z^2}{L_{нл}^2} + \bar{\sigma}_{x,y}^2 N_0 \frac{z^4}{L_{нл}^4} + 2 \frac{z^2}{L_d^2} a_0^2 F_1(z) \right]^{1/2}, \quad N_0 = (a_0/r_0)^2, \quad (14)$$

где $\delta^c = 0$, $\delta^{ш} = 1$; $\bar{\sigma}_x^2 = 0$, $\bar{\sigma}_y^2 = 2(1 + \sigma_0^2)$; $\bar{\sigma}_x^2 = \sigma_0^2/2$, $\bar{\sigma}_y^2 = 6\sigma_0^2$; радиусов корреляции сигнального и шумового пучков по осям X и Y :

$$r_{x,y}^{c,ш}(z) = r_0 \left\{ \left[\delta^{c,ш} + \bar{\sigma}_{x,y}^2 \frac{L_d^2 z^2}{L_{нл}^4} \right] \left(\frac{a_{x,y}^{c,ш}(z)}{a_0} \right)^{-2} + r_0^2 (F_{-1} - 2F_0 + F_1) \right\}^{-1/2}, \quad \bar{\sigma}_x^2 = \sigma_0^2/8, \quad \bar{\sigma}_y^2 = \sigma_0^2; \quad (15)$$

отклонения энергетической оси пучка на ветер:

$$x_0(z) = -\frac{a_0}{8} (1 + \sigma_0^2) \left(\frac{z}{L_{нл}} \right)^2. \quad (16)$$

В выражениях (14)–(16)

$$L_d = ka_0^2/2 \quad \text{и} \quad L_{нл} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_0 \nu \rho c_p a_0}{|n_T| \alpha I_0} \right)^{1/2} \quad (17)$$

– длины дифракционного расплывания и нелинейной фазовой модуляции соответственно. Введены функции, зависящие от пройденной трассы z и угла Θ между направлением зондирования (ось Z) и поверхностью земли:

$$F_m(z) = z^{-m-1} \int_0^z \tilde{z}^m (0,365 C_n^2(\tilde{z} \sin \Theta) k^2 \tilde{z})^6 \tilde{z} dz, \quad (18)$$

$m = -1; 0; 1$.

Как нетрудно видеть из формул (14), (15), в целом характер преобразования ширины сигнального и шумового пучков и их радиусов корреляции является достаточно сложным и определяется вкладом эффектов дифракции, нелинейного самовоздействия и флуктуациями показателя преломления. Анализ формулы (14) дает возможность выделить пять эффектов, которые в общем случае влияют на изменение радиусов сигнального и шумового пучков.

1. Когерентный дифракционный эффект (член z^2/L_d^2), вызывающий уширение как сигнального, так и шумового пучков.

2. Некогерентный дифракционный эффект (член $2\delta^{c,m}N_0z^2/L_d^2$), приводящий к уширению только шумового пучка. Для многомодовых пучков, когда $N_0 \gg 1$, некогерентный дифракционный эффект существенно доминирует над когерентным дифракционным уширением и последним можно пренебречь;

3. Когерентный нелинейный эффект (член $\bar{\sigma}_{x,y}^2 z^2/L_{нл}^2$), приводящий к неоднородной в плоскости XOY дефокусировке сигнального и шумового пучков. При этом дефокусировка максимальна по оси Y , а по оси X практически отсутствует ($\bar{\sigma}_x^2 = 0$) вследствие сильного ветра.

4. Некогерентный нелинейный эффект (член $\bar{\sigma}_{x,y}^2 N_0 z^4/L_{нл}^4$), способствующий также неоднородной дефокусировке пучков, которая максимальна по оси Y и значительно ослаблена по оси X ($\bar{\sigma}_x^2 < \bar{\sigma}_y^2$). В случае многомодового ($N_0 \gg 1$), мощного ($L_{нл} \ll L_d$) пучка некогерентный нелинейный эффект становится доминирующим по сравнению со всеми вышеперечисленными эффектами. Наличие нелинейных эффектов связано с неоднородным в плоскости XOY распределением индуцированных неоднородностей показателя преломления $n_{нл} = n_r T = \bar{n} + \tilde{n}$, средняя огибающая которого приводит к регулярной модуляции ширины пучка (когерентный нелинейный эффект), а флуктуационная часть — к случайной (некогерентный нелинейный эффект);

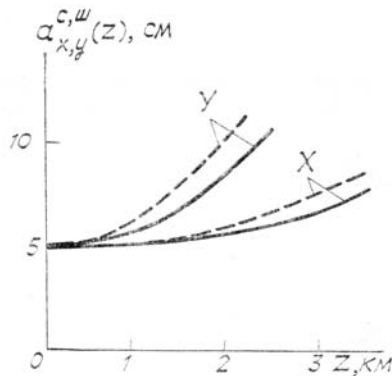


Рис. 1. Изменение ширин сигнального (сплошные линии) и шумового (пунктир) пучков по осям X и Y в случае горизонтального зондирования при $P_0 = 1$ кВт; $a_0 = 5$ см; $\lambda = 0,6$ мкм; $\sigma_0^2 = 0,3$; $N_0 = 5$; $C_{n0}^2 \sim 10^{-15}$ см $^{-2/3}$, $v = 2$ м/с

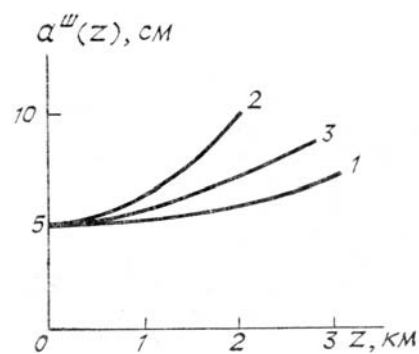


Рис. 2. Преобразование ширины шумового пучка по оси Y , имеющего те же параметры, что и на рис. 1 и распространяющегося в движущейся регулярной (1) и турбулентной атмосфере в случае горизонтального (2), когда $C_{n0}^2 \sim 10^{-15}$ см $^{-2/3}$, и вертикального (3), когда $C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-4/3}$, $z_0 = 2,5$ м зондирования (скорость ветра $v \sim 2$ м/с)

5. Эффект турбулентных флуктуаций показателя преломления (член $2a_0^2 F_1(z)z^2/L_d^2$), приводящий к дополнительной дефокусировке пучка в зависимости от начальной его ширины a_0 и направления зондирования (угол Θ). При горизонтальном зондировании, когда $\Theta = 0$ и $C_n^2(z) = \text{const}$, вклад мелкомасштабных флуктуации в изменение ширин пучков больше по сравнению с наклонным зондированием, когда $\Theta > 0$ и функция $C_n^2(z)$ сильно убывает с ростом z . Представляется интересным провести численную оценку. Например, при горизонтальном зондировании пучка с шириной $a_0 \sim 5$ см, длиной волны $\lambda \sim 0,6$ мкм, мощностью $P_0 = I_0 a_0^2 \sim 1$ кВт в случае сильных мелкомасштабных флуктуаций показателя преломления ($C_{n0}^2 \sim 10^{-15}$ см $^{-2/3}$) и слабого ветра ($v \sim 2$ м/с) характерные длины нелинейной фазовой модуляции и дифракционного расплывания равны $L_d \sim 12$ км, $L_{нл} \sim 4$ км, а на расстояниях $z = 500$ м $2a_0^2 F_1 \sim 1$ и турбулентные флуктуации в изменение ширины пучка вносят вклад, равный по величине вкладу когерентного дифракционного эффекта. Уширение пучков по оси Y происходит сильнее, чем по оси X , а в целом, шумовой пучок дефокусируется больше, чем сигнальный (рис. 1).

В неподвижной атмосфере ($v = 0$) преобразование ширин и радиусов когерентности сигнального и шумового пучков описывается формулами (14), (15), где $\bar{\sigma}_x^2 = \bar{\sigma}_y^2 = 2(1 + \sigma_0^2)$, $\bar{\sigma}_x^2 = \bar{\sigma}_y^2 = \sigma_0^2/2$, $\bar{\sigma}_x^2 = \bar{\sigma}_y^2 = \sigma_0^2$, а длина нелинейной фазовой модуляции равна

$$L_{\text{нл}} = \left(\frac{\chi^2 C_p n_0}{|n_{\text{T}}| \alpha I_0} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

При вертикальном зондировании дефокусировка пучков существенно меньше, чем при горизонтальном (рис. 2). Это связано с ослаблением турбулентных флуктуаций показателя преломления с ростом высоты над поверхностью земли. Так, например, когда $C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-4/3}$, где $z_0 = 2,5$ м, уже на высоте $z \sim 1$ км $C_n^2 \sim 10^{-4} C_{n0}^2$ и вклад турбулентных флуктуаций в изменение ширины пучка незначителен.

Из формулы (16) видно, что смещение энергетических осей на ветер одинаково как для сигнального, так и для шумового пучков и не зависит от мелкомасштабных флуктуаций показателя преломления атмосферы (рис. 3).

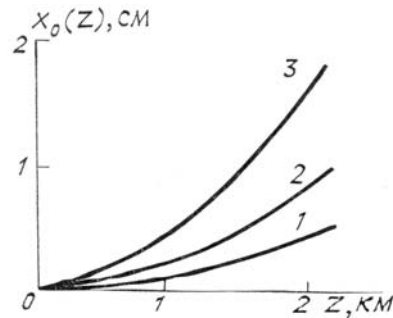


Рис. 3. Зависимости смещения $x_0(z)$ от пройденного пути z при скорости ветра $v \sim 2$ м/с для пучка $a_0 = 5$ см с мощностью $P_0 = 1$ кВт (1), 2 кВт (2), 3 кВт (3)

Характер преобразования радиусов корреляции является достаточно сложным и зависит от соотношения всех перечисленных эффектов. Нетрудно заметить, что за счет наличия мелкомасштабных, а также наведенных случайным световым полем флуктуаций показателя преломления сигнальный пучок становится частично-когерентным. Радиус когерентности шумового пучка на начальной трассе самовоздействия уменьшается, а далее начинает расти (рис. 4).

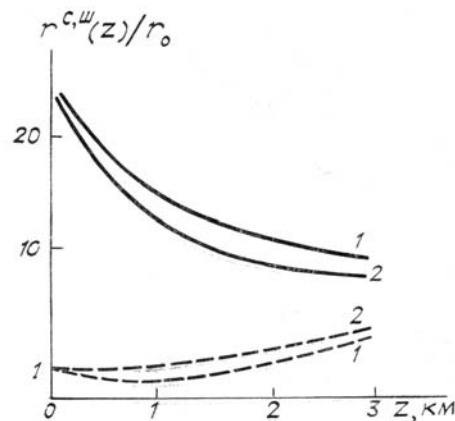


Рис. 4. Изменение радиусов корреляции сигнального (сплошные линии) и шумового (пунктир) пучков с теми же параметрами, что и на рис. 1, в неподвижной атмосфере при горизонтальном (1) и вертикальном (2) зондировании

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Воробьеву за плодотворные обсуждения результатов данной работы.

1. Воробьев В.В., Шеметов В.В. //Квантовая электроника. 1975. Т. 2. № 7. С. 1428–1432.
2. Беленький М.С., Землянов А.А. //Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 4. С. 853–855.
3. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 6. С. 1220–1227.
4. Агровский Б.С., Воробьев В.В., Гурвич А.С., Покасов В.В., Ушаков А.Н. //Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 3. С. 545–553.
5. Гурвич А.С., Криндач Д.П., Мякинин В.А. //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 10. С. 2115–2120.

6. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере /Гурвич А.С., Кон А.И., Мионов В.Л., Хмелевцов С.С. М.: Наука. 1976.
7. Чиркин А.С., Юсубов Ф.М. //Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 9. С. 1833—1842.

Московский госуниверситет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
18 апреля 1988 г.

V. A. Aleshkevich, V. P. Kalinin, G. D. Kozhoridze, A. N. Matveev. **Spatial Cell-Modulation of High-Power Partially Coherent Laser Beam over Slant Paths in Turbulent Atmosphere.**

Self-action of a high-power partially coherent laser beam propagating through a stagnant or uniformly moving atmosphere was investigated analytically taking into account the diffraction and thermal blooming effects and the small-scale turbulence-induced fluctuations of the refractive index. The beam defocusing, laser axis deflection, and space coherence evolution were examined on the basis of a beam model comprising signal and noise parts.