

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

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА НА ТРАНСФОРМАЦИЮ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРЕ

Аналитически, методом нелинейного фазового канала исследована роль временных пульсаций скорости ветра в процессе самовоздействия лазерного пучка в атмосфере. Получены формулы для среднестатистических пространственно-временных масштабов светового поля. Показано, что временные флуктуации скорости ветра приводят к ухудшению как пространственной, так и временной структуры лазерного излучения. При этом радиус корреляции пучка в плоскости ветра меняется немонотонно по трассе распространения.

1. Введение

Статистика нелинейной трансформации лазерных пучков в атмосфере представляет собой интенсивно развивающееся направление, охватывающее как чисто физические проблемы, так и многочисленные практические приложения. Прогресс эксперимента в области теплового самовоздействия лазерного излучения в атмосфере, с одной стороны, стал возможным за счет широкого использования методов нелинейной оптики, а с другой — поставил перед теорией ряд проблем, связанных с необходимостью учета совместного влияния нелинейных эффектов и флуктуаций параметров среды [1, 2]. Закономерности преобразования характеристик светового пучка в случайно-неоднородной атмосфере детально исследовались как экспериментально [3–5], так и теоретически [2, 6] с применением различных приближенных аналитических методов. На основе численного моделирования было изучено изменение пространственной статистики лазерного пучка на трассе с переменной скоростью движения [5–7] и при учете флуктуаций показателя преломления атмосферы [1].

Однако в нелинейных средах пространственные и временные флуктуации световой волны становятся взаимосвязанными [8]. Это обстоятельство существенно расширяет круг статистических явлений по сравнению с традиционными, достаточно хорошо исследованными в цитируемых работах.

Настоящая статья посвящена теоретическому анализу одного из таких новых явлений — роли временных пульсаций скорости ветра в процессе нелинейной трансформации пространственно-временной структуры первоначально когерентного лазерного пучка в атмосфере.

2. Постановка задачи и метод решения

В приближении геометрической оптики процесс теплового самовоздействия лазерных пучков в турбулентной атмосфере, где существенными являются крупномасштабные пульсации скорости ветра, описывается нелинейным уравнением квазиоптики для комплексной амплитуды светового поля A совместно с материальным уравнением теплопроводности

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp}\right) A = -\frac{ik}{2n_0} n_T T A; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} - \chi \Delta_{\perp} T + v \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\alpha}{\rho C_p} |A|^2. \quad (2)$$

В системе уравнений (1), (2) k — волновое число светового излучения, распространяющегося по оси z , направленной вдоль поверхности земли; Δ_{\perp} — поперечный лапласиан в плоскости XOY ; $n_T T = \frac{dn}{dT} T < 0$ — возмущение показателя преломления от равновесного значения n_0 за счет нагрева атмосферы интенсивным излучением; τ — время в сопровождающей системе координат; α , χ , ρC_p — коэффициенты поглощения, температуропроводности и теплоемкость единицы объема при постоянном давлении; v — скорость движения среды по оси X (вдоль поверхности земли).

Для изучения влияния пульсации скорости ветра на процесс нелинейной трансформации светового излучения рассмотрим на входе в среду когерентный лазерный пучок с гауссовской огибающей $A_0(\mathbf{r}) = \sqrt{I_0} e^{-r^2/a_0^2}$, где I_0 — характерное значение пиковой интенсивности; a_0 — ширина пучка.

Как правило, в приземном слое атмосферы скорость ветра имеет практически горизонтальное направление, а на трансформацию лазерного пучка влияет только поперечная составляющая к направлению распространения (к оси z) скорости ветра [6], которую можно представить в виде $v = v_0 + \tilde{v}$, где $v_0 = \langle v \rangle$ — средняя составляющая бокового ветра, а \tilde{v} — ее флуктуационная добавка. Пульсации скорости ветра связаны с крупномасштабными флуктуациями атмосферы, характерный масштаб которых $l_v \gg a_0$, и характерное время пульсации имеет порядок $\tau_v \sim h/v_0$ (h — высота над поверхностью земли) [7, 9]. Следовательно, в поперечном сечении пучка скорость бокового ветра можно считать постоянной и за время переноса среды $a_0 v_0 \ll \tau_v$ скорость ветра практически не успевает измениться. В условиях даже не очень сильного ветра $v_0 \sim 1$ м/с влияние теплопроводности на образование температурного канала исчезающе мало, т.к. характерное время теплоотдачи $a_0^2 X \gg a_0 / v_0$. Отвлекаясь от пространственных флуктуаций скорости бокового ветра по трассе распространения и мелкомасштабной турбулентности атмосферы для квазинепрерывных пучков, уравнение (2) для температурного канала можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \mathbf{x}} = \frac{\alpha}{\rho C_p v_0} \left(1 - \frac{\tilde{v}}{v_0} + \frac{\tilde{v}^2}{v_0^2} \right) |A|^2, \quad (3)$$

где $\tilde{v}(\tau)$ — случайная функция времени со средним нулевым значением, $\langle \tilde{v}(\tau) \rangle = 0$, корреляционной функцией $\langle \tilde{v}(\tau_1) \tilde{v}(\tau_2) \rangle = \sigma_v^2 e^{-(\tau_1 - \tau_2)^2 / \tau_v^2}$ и малой дисперсией $\sigma_v < v_0$.

Без учета эффекта дифракции в атмосфере происходит только фазовая самомодуляция амплитуды светового поля без изменения средней интенсивности на расстоянии, равном характерной длине нелинейной фазовой модуляции,

$$L_{\text{нл}} = \left(\frac{n_0 \rho C_p v_0 a_0}{|n_T| \alpha I_0 \sqrt{\pi/2}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Для световых пучков с интенсивностью $I_0 \sim 1$ кВт/см² и шириной $a_0 \sim 3$ см при среднем ветре $v_0 \sim 1$ м/с характерная длина нелинейной фазовой модуляции имеет порядок $L_{\text{нл}} \sim 100$ м. При длине волны излучения $\lambda \sim 1$ мкм и ширине пучка $a_0 \sim 3$ см характерная длина дифракционного уширения пучка равна $L_d = 1 / 2ka_0^2 \sim 3$ км. Таким образом, для интенсивных световых пучков в атмосфере отношение $L_d / L_{\text{нл}} \gg 1$. Такое соотношение нелинейной и дифракционной длин дает возможность систему уравнений (1), (3) решить методом нелинейного фазового канала, согласно которому задача решается в два этапа: на первом этапе рассматривается только нелинейное самовоздействие, приводящее к случайной фазовой модуляции амплитуды светового поля по трассе z за счет теплового самовоздействия и имеющихся флуктуаций скорости ветра, при этом интенсивность излучения не меняется; на втором этапе решается линейное параболическое уравнение (1) без нелинейного члена, но с начальными условиями, полученными на первом этапе. Такой подход естественно ограничивает протяженность трассы самовоздействия, которая не должна превышать характерной длины самовоздействия $z < L_{\text{св}} = (L_{\text{нл}} L_d)^{1/2}$.

Таким образом, в результате первого этапа амплитуда светового поля принимает вид

$$A_1(\mathbf{r}, \tau, z) = A_0(r) \exp \left[- \frac{ikn_T z}{2n_0} T(\mathbf{r}, \tau) \right], \quad (5)$$

где случайное во времени возмущение температуры $T(\mathbf{r}, \tau)$ одинаково по трассе z и задается уравнением (3), в котором интенсивность излучения равна ее входному значению $|A_0(\mathbf{r})|^2$.

В результате второго этапа решения с начальным условием (5) амплитуда светового поля принимает вид

$$A(\mathbf{r}, \tau, z) = \int d\mathbf{r}' A_1(\mathbf{r}', \tau, z) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (6)$$

где

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = - \frac{ik}{2\pi z} \exp \left[- \frac{ik}{2z} (\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 \right] \quad (7)$$

– функция Грина для линейной регулярной атмосферы.

Для определения пространственно-временных среднестатистических характеристик лазерного излучения проанализируем пространственно-временную корреляционную функцию (ПВКФ) второго порядка для комплексной амплитуды (6)

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau_1, \tau_2, z) &= \langle A(\mathbf{r}_1, \tau_1, z) A^*(\mathbf{r}_2, \tau_2, z) \rangle = \\ &= \iint d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2 A_0(\mathbf{r}'_1) A_0(\mathbf{r}'_2) G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_1) G^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}'_2) \langle e^{-i\Delta\Phi} \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где разность нелинейно промодулированных фаз

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{V\sqrt{2}zL_{\parallel}}{V\pi L_{\parallel}^2 a_0} \left[\left(1 - \frac{\tilde{v}(\tau_1)}{v_0} + \frac{\tilde{v}^2(\tau_1)}{v_0^2} \right) \int_{-\infty}^{x'_1} dx''_1 e^{-2r''_1{}^2/a_0^2} - \right. \\ &\left. - \left(1 - \frac{\tilde{v}(\tau_2)}{v_0} + \frac{\tilde{v}^2(\tau_2)}{\tau} \right) \int_{-\infty}^{x'_2} dx''_2 e^{-2r''_2{}^2/a_0^2} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\mathbf{r}'_{1,2} = (x'_{1,2}, y'_{1,2}), \quad \mathbf{r}''_{1,2} = (x''_{1,2}, y''_{1,2}).$$

Для определения коррелятора в правой части (8) вычислим среднее значение $\langle \Delta\Phi \rangle$ и дисперсию флуктуаций разности фаз $\langle \Delta\tilde{\Phi}^2 \rangle = \langle (\Delta\Phi - \langle \Delta\Phi \rangle)^2 \rangle$. Для временных точек $(\tau_1 - \tau_2) < \tau_v$ и в приосевой области пучка $|\mathbf{r}'_{1,2}| < a_0$ получим

$$\langle \Delta\Phi \rangle = \frac{zL_{\parallel}V\sqrt{2}}{V\pi L_{\parallel}^2 a_0} \left(1 + \frac{\sigma_v^2}{v_0^2} \right) \left[\frac{x'_1 - x'_2}{a_0} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{y'^2_1 - y'^2_2}{a_0^2} \right], \quad (10)$$

$$\langle \Delta\tilde{\Phi}^2 \rangle = \left(\frac{zL_{\parallel}V\sqrt{2}}{V\pi L_{\parallel}^2 a_0} \right)^2 \frac{\sigma_v^2}{V^2} \left[\frac{(x'_1 - x'_2)^2}{a_0^2} + \frac{\pi}{8} \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_v^2} \right]. \quad (11)$$

При небольших значениях относительной дисперсии флуктуаций скорости ветра ($\sigma_v < v_0$) выполняется условие $\langle \Delta\tilde{\Phi}^2 \rangle^{1/2} < \langle \Delta\Phi \rangle$, следовательно:

$$\langle e^{-i\Delta\Phi} \rangle = e^{-i\langle \Delta\Phi \rangle - \frac{1}{2} \langle \Delta\tilde{\Phi}^2 \rangle}. \quad (12)$$

3. Результаты и их обсуждение

Подставляя (7), (10) и (11) в (8) для модуля ПВКФ поля получим выражение

$$\begin{aligned} |\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau_1, \tau_2, z)| &= I_0 \frac{a_0^2}{a_x a_y} \exp \left[- \frac{(x_1 - x_0)^2}{a_x^2} - \right. \\ &\left. - \frac{(x_2 - x_0)^2}{a_x^2} - \frac{y_1^2 + y_2^2}{a_y^2} - \frac{(x_1 - x_2)^2}{r_{\kappa x}^2} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_{\kappa}^2} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где средние значения ширины пучка по осям X и Y :

$$a_x(z) = a_0 \left[1 + \frac{z^2}{L_x^2} + \pi \frac{\sigma_v^2}{v_0^2} (z/L_{\parallel})^4 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

$$a_y(z) = a_0 \left[1 + \frac{z^2}{L_y^2} + \frac{z^2}{L_{\parallel}^2} \left(2 + \frac{z^2}{L_{\parallel}^2} \right) + 2 \frac{\sigma_v^4 z^2}{v_0^2 L_{\parallel}^2} \left(1 + \frac{z^2}{L_{\parallel}^2} \right) \right], \quad (15)$$

среднее смещение энергетической оси пучка на ветер

$$x_0(z) = -\frac{a_0}{\sqrt{2\pi}} \left(1 + \frac{\sigma_v^2}{v_0^2}\right) \frac{z^2}{L_{\text{нл}}^2}, \quad (16)$$

радиус корреляции по оси X

$$r_{k,x}(z) = a_0 \frac{v_0}{\sigma_v} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{L_{\text{нл}}^2}{zL_d} \left[1 + \frac{z^2}{L_d^2} \left(1 + \pi \frac{\sigma_v^2}{v_0^2} \frac{z^2 L_d^2}{L_{\text{нл}}^4}\right)\right]^{1/2}, \quad (17)$$

время когерентности пучка

$$\tau_k(z) = 2\tau_v \frac{v_0 L_{\text{нл}}^2}{\sigma_v zL_d}. \quad (18)$$

Из выражений для ширины пучка по осям X и Y видно, что за счет неоднородно наведенного температурного канала происходит асимметричная дефокусировка пучка. При регулярном ветре ($\sigma_v = 0$) за счет ослабления теплового самовоздействия вдоль ветра уширение пучка по оси X происходит слабее, чем по оси Y ($a_y > a_x$) [10]. Пульсации скорости ветра способствуют дополнительной дефокусировке пучка, что вызвано наведенными флуктуациями температурного канала. При этом такое уширение пучка вдоль ветра также ослаблено. Среднее смещение энергетической оси пучка усиливается с ростом относительной дисперсии флуктуаций скорости ветра σ_v/v_0 (рис. 1).

Особый интерес представляет преобразование пространственно-временных корреляционных свойств первоначально когерентного лазерного пучка. В реальной ситуации часто приходится анализировать либо пространственную, либо временную когерентность случайного лазерного поля. Однако очевидно, что пространственные и временные флуктуации тесно взаимосвязаны [8]. Разделить эти флуктуации и изучить преобразование одного вида в другой и наоборот возможно лишь на основе анализа ПВКФ поля.

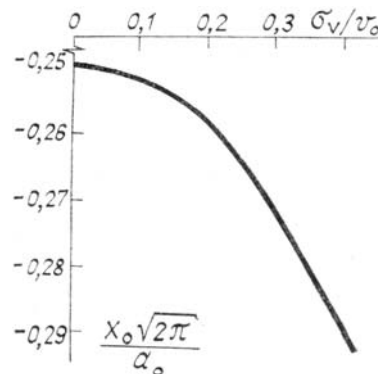


Рис. 1. Зависимость положения энергетического центра пучка от величины стандартного отклонения флуктуаций скорости ветра на расстоянии $z = 0,5L_{\text{нл}}$

Для теоретического анализа корреляционных свойств лазерного пучка запишем выражение модуля степени ПВКФ поля

$$|\gamma(r_1, r_2, \tau_1, \tau_2, z)| = \frac{|\Gamma(r_1, r_2, \tau_1, \tau_2, z)|}{\sqrt{\langle I(r_1, \tau_1, z) \rangle \langle I(r_2, \tau_2, z) \rangle}} =$$

$$= \exp \left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{r_{k,x}^2} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_k^2} \right] = |\gamma_r(r_1, r_2, z)| |\gamma_\tau(\tau_1, \tau_2, z)|,$$

где γ_r и γ_τ степени пространственной и временной когерентности соответственно.

Видно, что временные пульсации скорости ветра по оси X способствуют появлению как пространственных, так и временных флуктуаций лазерного излучения. Такое преобразование временных флуктуаций в пространственные и наоборот характерно для нелинейной среды [8]. Время когерентности лазерного пучка уменьшается по гиперболическому закону с распространением и определяющим образом зависит от относительной дисперсии пульсаций (рис. 2). Для характерных задач распространения пучков в приземном слое атмосферы $\tau_v \sim 1$ с, $L_d L_{\text{нл}} \sim 10$ и уже при $\sigma_v/v_0 \sim 0,1$ на небольших расстояниях $X \sim L_{\text{нл}}$ интервал временной когерентности поля становится сравнимым с характерным временем пульсаций скорости ветра $\tau_k \sim \tau_v$. В нашей модели присутствует одно выделенное направление временных пульсаций v (ось X), поэтому они вызывают ухудшение пространственной когерентности только вдоль оси X. Точки,

имеющие одну и ту же координату x остаются полностью когерентными в пространстве. Конкуренция нелинейного и дифракционного эффектов приводит к немонотонному изменению радиуса корреляции по оси X . На начальной трассе самовоздействия $z < L_{\text{нл}} \sqrt{v_0 / \sigma_v}$ радиус корреляции $r_{\text{кx}}$ падает, а далее с уширением пучка и ослаблением нелинейных эффектов дифракция начинает играть доминирующую роль и $r_{\text{кx}}$ падает, а далее с уширением пучка и ослаблением нелинейных эффектов дифракция начинает играть доминирующую роль и $r_{\text{кx}}$ растет (рис. 3).

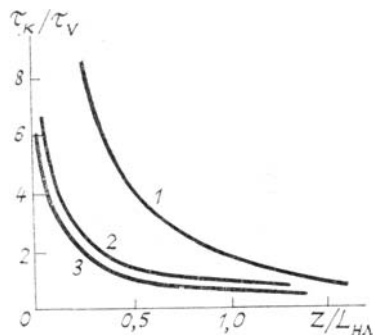


Рис. 2. Ухудшение временной когерентности лазерного пучка вдоль трассы распространения при $L_{\text{д}} = 10L_{\text{нл}}$ и $\sigma_v/v_0 = 0,1$ (1), 0,3(2); 0,5(3)

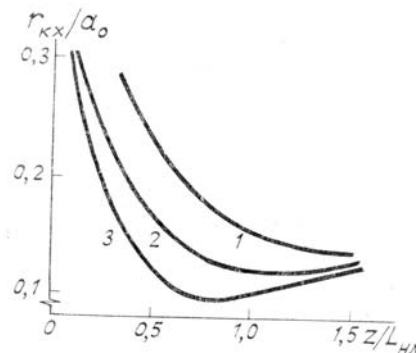


Рис. 3. Преобразование радиуса когерентности пучка $r_{\text{кx}}(z)$ вдоль трассы распространения при $L_{\text{д}} = 10L_{\text{нл}}$ и $\sigma_v/v_0 = 0,1$ (1), 0,3(2); 0,5(3)

В заключение авторы выражают благодарность Д.П. Криндачу за полезное обсуждение результатов данной работы.

1. Кандидов В. П. // Известия АН СССР. Сер. Физич. 1985. Т. 49. С. 442.
2. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1220.
3. Гурвич А.С., Криндач Д.П., Мякинин В.А. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 2115.
4. Агровский Б.С., Воробьев В.В., Гурвич А.С. и др. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 59.
5. Агровский Б.С., Воробьев В.В., Каллистратова М.А., Шеметов В.В. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 1341.
6. Воробьев В.В. // Известия вузов СССР. Сер. Физика. 1977. № 11. С. 61.
7. Егоров К.Д., Чесноков С.С. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 1269.
8. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. С. 829.
9. Ламли Дж.Л., Пановский Г.А. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966.
10. Алешкевич В.Д., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н., Терзиева С.И. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 192.

Московский госуниверситет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
10 мая 1989 г.

V. A. Aleshkevich, G. D. Kozhoridze, A. N. Matveev, M. V. Shamonin. **The Influence of Wind Velocity Temporal Pulsations on the Transformation of Laser Beam in the Atmosphere.**

The paper presents an investigation of the role of wind velocity temporal pulsations they play in the process the laser beam selfaction, carried out analytically the method of nonlinear phase channel. The formulas for mean statistical spatial-temporal scales of the light field are obtained. It is shown that the wind velocity temporal fluctuations lead to the distortion of both temporal and spatial characteristics of laser radiation. The correlation radius of a beam in the velocity plane varies nonmonotonously along the propagation path.