

Г.М. Самельсон

УДК 621.375.826 : 535.3

ЭФФЕКТИВНОСТЬ АДАПТИВНОЙ КОРРЕКЦИИ СЛУЧАЙНЫХ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Исследуется эффективность фазосопряженной коррекции случайных наклонов волнового фронта для формирования лазерных пучков в условиях турбулентной атмосферы. Анализируются выбранные в качестве показателей эффективности увеличение средней интенсивности излучения и степень подавления флуктуаций на оси пучка в плоскости приема. В предположении о практической эквивалентности коррекции наклонов и отработки случайных смещений энергетического центра тяжести лазерного пучка получены оценки относительного вклада последних в уменьшение средней интенсивности коллимированных пучков с числом Френеля порядка единицы.

Распространение лазерных пучков в турбулентной атмосфере всегда сопровождается их уширением, а также флуктуациями интенсивности излучения в точке приема [1]. Подобные явления оказывают негативное воздействие на работу атмосферных лазерных систем, в частности, линий оптической связи, снижая, например, помехоустойчивость и надежность передачи информации. Для компенсации воздействия атмосферной турбулентности могут применяться устройства адаптивной оптики [2, 3].

Настоящая статья посвящена исследованию эффективности фазосопряженной системы, корректирующей направление распространения лазерного пучка. При этом предполагается, что коррекция производится на основе измерения случайных наклонов анализируемого в пределах передающей апертуры волнового фронта поля волны, создаваемой точечным опорным источником. С точки зрения технической реализации такая коррекция является наиболее простой. Кроме того, именно для крупномасштабных фазовых флуктуаций (в пределах апертуры ассоциируемых со случайными наклонами волнового фронта следует ожидать выполнения принципа аддитивности [2] даже в условиях распространения излучения на протяженных трассах. Наклоны волнового фронта в меньшей степени, чем мелкомасштабные флуктуации фазы, чувствительны и к воздействию других факторов, снижающих эффективность коррекции [2].

Дополнительный интерес к данному вопросу вызван еще и тем обстоятельством, что исследуемая коррекция фактически эквивалентна отработке случайных смещений энергетического центра тяжести лазерного пучка в плоскости приема [3]. Поэтому в тесной связи с рассматриваемым находится и вопрос о влиянии смещений пучка на относительную дисперсию флуктуаций интенсивности β^2 , т. е. отличие β^2 , вычисленной (или экспериментально измеренной) в неподвижной системе координат, и в системе координат, связанной с центром тяжести лазерного пучка [4, 5], а также вопрос о зависимости β^2 от режима дифракции излучения на передающей апертуре [6, 7].

Для получения численных результатов воспользуемся фазовым приближением обобщенного на случайно-неоднородные среды метода Гюйгенса — Кирхгофа [1], в соответствии с которым скорректированное поле u_k в точке \mathbf{R} приемной плоскости $x = x_0 + L$ записывается в виде

$$u_k(L, \mathbf{R}) = \frac{\kappa}{2\pi i L} \int d^2\rho_0 u_0(\rho_0) \exp \left[\frac{i\kappa}{2L} (\mathbf{R} - \rho_0)^2 + iS(\rho_0) - iS_k(\rho_0) \right], \quad (1)$$

где $u_0(\rho_0)$ — исходное распределение поля лазерного пучка в плоскости передачи $x = x_0$; $S(\rho_0)$ — случайная фаза элементарной сферической волны, распространяющейся из точки ρ_0 плоскости x_0 в точку \mathbf{R} плоскости $x_0 + L$; $S_k(\rho_0)$ — используемая для коррекции фаза волны точечного опорного источника, расположенного в приемной плоскости; L — длина трассы; $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

Если коррекции подвергаются только наклоны волнового фронта,

$$S_k(\rho_0) = \mathbf{a}\rho_0, \quad (2)$$

то при этом случайный вектор \mathbf{a} для осесимметричной амплитудной функции $W_0(\rho_0)$ передающей апертуры определяется следующим образом [8, 9];

$$\mathbf{a} = \int d^2\rho_0 \rho_0 W_0(\rho_0) S_r(\rho_0) / [\pi \int_0^\infty d\rho_0 \rho_0^3 W_0(\rho_0)], \quad (3)$$

где $S_r(\rho_0)$ – фаза волны опорного источника.

Исходное распределение поля пучка в плоскости передачи будем считать гауссовским:

$$u_0(\rho_0) = u_0 W_0(\rho_0) \exp\left(-i \frac{\kappa \rho_0^2}{2F}\right), \quad W_0(\rho_0) = \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{2a^2}\right), \quad (4)$$

где F – радиус кривизны фазового фронта в центре излучающей апертуры; $2a = d$ – эффективный диаметр пучка.

Входящая в выражение (1) величина $\theta(\rho_0) = S(\rho_0) - S_k(\rho_0)$ представляет собой скорректированную фазу элементарной сферической волны. В предположении о нормальном распределении θ интересующие нас второй $\Gamma_{k2}(L, \mathbf{R})$ и четвертый $\Gamma_{k4}(L, \mathbf{R})$ статистические моменты поля $u_k(L, \mathbf{R})$ выражаются через структурную функцию

$$D_\theta(\rho_{01}, \rho_{02}) = \langle [\theta(\rho_{01}) - \theta(\rho_{02})]^2 \rangle, \quad (5)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю реализаций среды распространения. Представим (5) в виде

$$D_\theta(\rho_{01}, \rho_{02}) = D_s(\rho_{01}, \rho_{02}) - D_k(\rho_{01}, \rho_{02}), \quad (6)$$

где составляющие D_s и D_k определяются следующими выражениями:

$$D_s(\rho_{01}, \rho_{02}) = \langle [S(\rho_{01}) - S(\rho_{02})]^2 \rangle; \quad (7)$$

$$D_k(\rho_{01}, \rho_{02}) = 2 \langle [S_k(\rho_{01}) - S_k(\rho_{02})] [S(\rho_{02}) - S(\rho_{01})] \rangle; \quad (8)$$

$$- \langle [S_k(\rho_{01}) - S_k(\rho_{02})]^2 \rangle.$$

Первая составляющая представляет собой структурную функцию фазовых флуктуаций сферических волн в отсутствие коррекции. Для локально-однородной и изотропной турбулентной среды с колмогоровским спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости функция D_s зависит лишь от модуля вектора $\rho_0 = \rho_{01} - \rho_{02}$ и определяется соотношениями [1]

$$D_s(t) = D_0(d) \varphi(t; l_a), \quad \varphi(t; z) = (t^2 + z^2)^{5/6} - z^{5/3}, \quad (9)$$

где $D_0(z) = 0,27 C_\epsilon^2 \kappa^2 L z^{5/3}$, $l_a = (2a \kappa_e)^{-1}$; C_ϵ^2 – структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости; $\kappa_e = 1,60/l_0$ – волновое число, соответствующее внутреннему масштабу l_0 турбулентных неоднородностей; $t = \rho_0/d$ – нормированное пространственное разнесение.

Расчет второй составляющей D_k был выполнен в [3, 10, 11]. Используя результаты [11], после некоторых преобразований имеем

$$D_k(\rho_{01}, \rho_{02}) = 1,09 D_0(d) t^2 \{1 - 0,15 [t^2 + T^2 (1 + 2 \cos(t, \mathbf{T}))]\}, \quad (10)$$

где $\mathbf{T} = (\rho_{01} + \rho_{02})/d$. Выражение (10) свидетельствует о том, что фазовые флуктуации, определяемые структурной функцией D_k , являются неоднородными, т. к. зависят не только от расстояния между точками ρ_{01} и ρ_{02} , но и от выбора положения точек (вектора \mathbf{T}). Однако степень этой неоднородности не очень значительна, и поэтому представляется возможным усреднить выражение в квадратных скобках формулы (10) по апертуре, т.е. с учетом амплитудного коэффициента $W_0(\rho_0)$. В результате приходим к следующему приближенному соотношению:

$$D_k(t) = 0,76 D_0(d) t^2, \quad (11)$$

которое отличается от соответствующего выражения [10], полученного в предположении о независимости случайных наклонов волнового фронта \mathbf{a} и мелкомасштабных фазовых флуктуаций $[S(\rho_{0i}) - \mathbf{a} \rho_{0i}]$ лишь численным коэффициентом 0,76 вместо 0,88.

Приближение (11) для структурной функции D_k позволяет при записи моментов поля u_k понизить кратность интегрирования и в итоге получить

$$\Gamma_{k2}(L, \mathbf{R}) = \frac{\Omega^2}{\pi} u_0^2 \int d^2t \cos\left(2\Omega \frac{\mathbf{R}}{a} \mathbf{t}\right) \exp\left[-g^2 t^2 - \frac{1}{2} D_0(d) \varphi_k(t; l_a)\right], \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{k4}(L, \mathbf{R}) &= \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \Omega^4 u_0^4 \int d^6 t_{1,2,3} \cos\left[4\Omega(1-L/F)t_{1,2} - 4\Omega \frac{\mathbf{R}}{a} \mathbf{t}_3\right] \times \\ &\times \exp\left\{-2[t_1^2 + t_2^2 + g^2 t_3^2] - \frac{1}{2} D_0(d) \left[\sum_{n=1}^2 \varphi_k(|\mathbf{t}_3 + (-1)^n \mathbf{t}_1|; l_a) + \right.\right. \\ &\left. \left. + \sum_{j=1}^2 \sum_{m=2}^3 (-1)^{m-1} \varphi_k(|\mathbf{t}_1 + (-1)^j \mathbf{t}_m|; l_a)\right]\right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

где $\Omega = a^2 / \rho_F^2$ — число Френеля передающей апертуры; $\rho_F = \sqrt{L} / \kappa$, $g^2 = 1 + \Omega^2(1 - L/F)^2$, $\varphi_k(t; z) = \varphi(t; z) - 0,76 t^2$.

Отметим, что выражения для моментов поля лазерного пучка в отсутствие коррекции могут быть получены из формул (12), (13) заменой в них φ_n на φ . Напомним также, что вычисление Γ_{k2} дает среднюю интенсивность скорректированного поля $\langle I_k \rangle$, а четвертый момент Γ_{k4} определяет относительную дисперсию флуктуаций интенсивности

$$\beta_k^2 = \Gamma_{k4}(L, \mathbf{R}) / \Gamma_{k2}^2(L, \mathbf{R}) - 1. \quad (14)$$

Интегрирование в выражениях (12), (13) осуществлялось численно методом Монте-Карло [12]. Относительная ошибка, оцениваемая по среднеквадратическим отклонениям, сформировавшимся в процессе счета из последовательности случайных значений, не превышала 2% для Γ_{k2} и 10 для Γ_{k4} (за исключением одного, отмеченного ниже, режима распространения).

Для сопоставления результатов расчета по формулам (12)–(14) с результатами экспериментальных и теоретических исследований, представленных, например, в [13–17], выразим структурную функцию $D_0(d)$ через поперечный радиус когерентности $r_0 = (0,37 C_\epsilon^2 \kappa^2 L)^{-3/5}$ плоской волны:

$$D_0(d) = 0,74 (d/r_0)^{5/3}. \quad (15)$$

При этом величина d/r_0 связана также с относительной дисперсией флуктуаций интенсивности плоской волны $\beta_0^2 = 0,31 C_\epsilon^2 \kappa^{7/6} L^{1/6}$, вычисленной в первом приближении метода плавных возмущений и характеризующей интенсивность турбулентности на трассе распространения. Указанная связь определяется следующим соотношением:

$$\beta_0^2 = 0,26 \Omega^{-5/6} (d/r_0)^{5/3}. \quad (16)$$

Рассмотрим характеристики скорректированного поля на оси ($R = 0$) сфокусированного ($L/F = 1$) и узкого коллимированного ($L/F = 0$, $\Omega = 1$) лазерных пучков. В таблице представлены результаты расчета отношения $\eta_0 = \langle I_k \rangle / \langle I \rangle$ (в децибелах) в зависимости от параметра (d/r_0) . Здесь же приведены соответствующие значения β_0 , вычисленные для пучка с числом Френеля $\Omega = 1$.

Максимальное значение $\eta_0 \approx 5,3$ дБ для сфокусированного пучка хорошо согласуется с результатом, полученным в [11] при использовании точного выражения (10). Данные расчета для сфокусированного пучка нанесены также на рис. 1 (сплошная линия) совместно с экспериментальными данными (точки) из работы [14] ($\lambda = 0,63$ мкм, $L = 1,6$ км, $d \sim 15$ см). Корректное сравнение с результатами экспериментальных исследований затруднено ввиду отличия распределения поля на реально используемых передающих апертурах от неограниченного гауссовского, а также расхождения между реально обрабатываемыми наклонами волнового фронта и значениями \mathbf{a} , определяемыми выражением (5). Однако, как показано в [3, 15], эти расхождения не слишком велики. Поэтому экспериментальные данные [14] нанесены на график рис. 1 с сохранением масштаба, но с некоторым общим сдвигом по оси абсцисс, обеспечивающим их наилучшее совпадение с результатами расчета. Учитывая большой разброс точек и возможное влияние отмеченных выше факторов, можно констатировать вполне удовлетворительное согласие расчетных и опытных данных, что также является косвенным подтверждением приемлемости аппроксимации (11) для структурной функции D_k .

Как следует из рассмотрения величин, представленных в таблице, для узкого коллимированного пучка выигрыш η_0 от использования коррекции получается несколько меньшим, чем для сфокусированного пучка, а максимум η_0 смещается в сторону больших значений интенсивности турбулентности на трассе. Увеличение внутреннего масштаба приводит к росту η_0 , особенно при сильной турбулент-

ности, что отмечалось еще в [16]. Во всех рассмотренных случаях заметный эффект от введения коррекции наклонов сохраняется даже при очень больших отношениях (d/r_0).

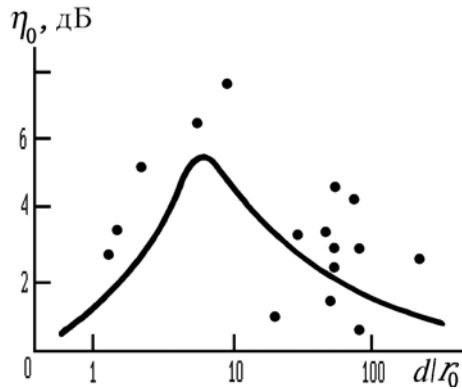


Рис. 1

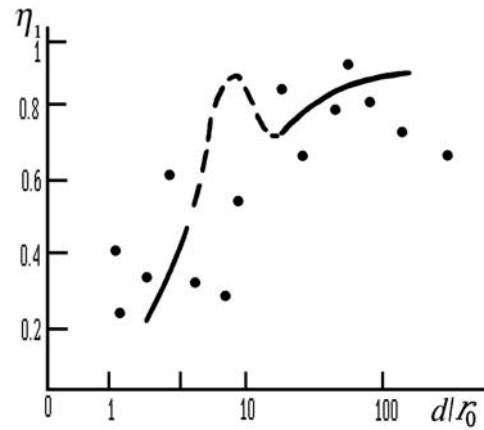


Рис. 2

Выше уже отмечалось, что коррекция направления распространения пучка на основе анализа случайных наклонов волнового фронта излучения точечного опорного источника в плоскости передачи практически эквивалентна обработке случайных смещений энергетического центра тяжести пучка в приемной плоскости [3]. В связи с этим интересно сравнить результаты более или менее строгих расчетов по формулам (12), (13) и вычисления на основе феноменологической модели [4, 5, 17], согласно которой радиус пучка (по уровню e^{-1}) при отсутствии коррекции w (в неподвижной системе координат) определяется радиусом пучка при коррекции w_k и дисперсией смещений его центра тяжести σ_c^2 :

$$w^2 = w_k^2 + \sigma_c^2. \quad (17)$$

Такая запись предполагает гауссовский (в среднем) профиль пучка, а также гауссовость смещений его центра тяжести. В случае справедливости соотношения (17) относительное увеличение средней интенсивности на оси пучка при введении коррекции смещений $\eta_0 = w^2 / w_k^2$ можно оценить как

$$\eta_0 = [1 - \sigma_c^2 / w^2]^{-1}. \quad (18)$$

Выражение для дисперсии случайных смещений, полученное в марковском приближении, имеет следующий вид [1]:

$$\sigma_c^2 = \frac{\pi}{2P_0^2} \int_0^L dx (L-x)^2 \int d^2 \mathbf{x} \Phi_\varepsilon(x, \mathbf{x}) \int d^4 \mathbf{R}_{1,2} \exp[i\mathbf{x}(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)] \langle I(x, \mathbf{R}_1) I(x, \mathbf{R}_2) \rangle, \quad (19)$$

где $P_0 = u_0^2 \int d^2 \rho_0 W_0^2(\rho_0)$ — полная мощность излучения; $\Phi_\varepsilon(x, \mathbf{x})$ — трехмерная спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости среды. Следуя [18], запишем второй момент интенсивности через коэффициент корреляции K_I :

$$\langle I(x, \mathbf{R}_1) I(x, \mathbf{R}_2) \rangle = \langle I(x, \mathbf{R}_1) \rangle \langle I(x, \mathbf{R}_2) \rangle [1 + K_I(x, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \beta(x, \mathbf{R}_1) \beta(x, \mathbf{R}_2)]. \quad (20)$$

Очевидно, что при слабой турбулентности ($\beta \ll 1$) вторым членом в квадратных скобках в выражении (20) можно пренебречь, что, кстати, составляет содержание так называемого среднеинтенсивного приближения [1]. Вычисления по формуле (19) для локально-однородной турбулентной среды с колмогоровским спектром $\Phi_\varepsilon(x, \mathbf{x})$ и пучка с исходным распределением поля вида (4) позволяют перейти к следующему представлению:

$$\sigma_c^2 = 0,34 (1 + \alpha) f_c C_\varepsilon^2 L^3 a^{-1/3}, \quad (21)$$

где $f_c = 3 \int_0^1 d\xi (1-\xi)^2 q^{-1/6}(\xi)$, $q(\xi) = (1 - \xi L / F)^2 + \Omega^{-2} \xi^2 [1 + 0,44 D_0^{6/5}(d) \xi^{6/5}]$.

Учитывая, что радиус пучка в неподвижной системе координат оценивается как $w = a q^{1/2}$ (1), эффект от введения коррекции определяется следующим простым выражением:

$$\eta_0 = [1 - 0,38(1 + \alpha) f_c q^{-1} (1) \Omega^{-2} D_0(d)]^{-1}. \quad (22)$$

Коэффициент α , введенный в соотношении (21), является поправкой к среднеинтенсивному приближению (для которого $\alpha = 0$). Физический смысл этого коэффициента заключается в учете влияния флуктуаций эффективного поперечного размера пучка вдоль трассы распространения на смещение его центра тяжести в приемной плоскости. К сожалению, оценить величину α достаточно сложно (соответствующие асимптотические выражения приведены в [1], однако в интересующей нас области значений параметров остаточные члены имеют тот же порядок, что и главные члены разложения). Поэтому в качестве первого приближения значения η_0 были рассчитаны по (22) при $\alpha = 0$. В таблице приведены данные для узкого коллимированного пучка. Примечательно, что при слабой турбулентности, когда выполняются условия применимости среднеинтенсивного приближения, наблюдается совпадение результатов расчетов η_0 по формулам (12) и (22). При усилении турбулентности определяемые (22) значения η_0 оказываются заниженными (для $\alpha = 0$), хотя при этом и сохраняется общий вид зависимости $\eta_0(d/r_0)$. Если предположить, что и в условиях сильной турбулентности значения η_0 , полученные разными методами, должны совпадать, то нетрудно оценить соответствующие требуемые значения α (см. таблицу для $L/F = 0$, $\Omega = 1$). Аналогичные результаты могут быть получены и для сфокусированного ($L/F = 1$) пучка. Расфокусировка пучка ($L/F \neq 1$) приводит к увеличению $q(1)$, и, поскольку f_c является медленно меняющейся функцией от L/F , соответственно, к уменьшению эффективности коррекции (оцениваемой величиной η_0) за счет снижения относительного вклада случайных смещений в общее уширение пучка.

d/r_0	η_0 ($L/F=1$; $l_a=0$)	β_0	η_0 ($L/F=0$; $\Omega=1$)			α
			$l_a=0$	$l_a=0,2$	по (25) при $\alpha=0$	
0,97	1,02	0,5	0,54	0,54	0,55	-0,01
2,23	2,99	1,0	1,73	1,74	1,59	0,07
3,63	4,53	1,5	2,86	2,92	2,22	0,21
5,13	5,27	2,0	3,60	3,72	2,38	0,33
6,70	5,26	2,5	3,93	4,18	2,33	0,43
8,34	4,89	3,0	3,99	4,34	2,21	0,51
15,40	3,48	5,0	3,33	4,07	1,73	0,63
23,06	2,84	7,0	2,77	3,79	1,41	0,70
35,38	2,31	10,0	2,29	3,57	1,12	0,81
57,55	1,85	15,0	1,89	3,46	0,85	0,99

Перейдем теперь к оценке эффективности коррекции наклонов волнового фронта для подавления флуктуаций интенсивности. На рис. 2 представлены результаты расчета отношения $\eta_1 = \beta_k/\beta$ для сфокусированного пучка (обозначения те же, что и на рис. 1). Видно, что при общем монотонном характере зависимости $\eta_1(d/r_0)$ в области так называемой сильной случайной фокусировки излучения ($D_0(d) \sim 25$) наблюдается существенное уменьшение эффекта подавления флуктуаций для сфокусированного пучка (принадлежащие этой области расчетные значения η_1 показаны на рис. 2 штриховым отрезком). Следует отметить, однако, резкое увеличение в этом режиме относительной погрешности вычисления β_k (до $\sim 30\%$ для выбранного числа статистических испытаний), что требует достаточно осторожного отношения к соответствующим данным, хотя, вообще говоря, подобный результат не является неожиданным. Действительно, в данной области возрастает относительная роль неоднородностей, вызывающих случайную фокусировку излучения (для сфокусированного пучка речь может идти, скорее, о случайной дефокусировке), и, следовательно, уменьшается вклад в величину β^2 отклонений пучка от первоначального направления распространения.

Для узкого коллимированного пучка нарушения монотонного хода зависимости $\eta_1(d/r_0)$ практически не наблюдаются. В условиях сильной турбулентности значения η_1 для коллимированного (η_1^k) и сфокусированного (η_1^ϕ) пучков совпадают. При слабой турбулентности $\eta_1^k > \eta_1^\phi$, например, $\eta_1^k(2) = 0,58$, а $\eta_1^\phi(2) = 0,24$. Увеличение l_a при $\beta_0^2 \gg 1$ приводит к уменьшению η_1 (например, при $l_a = 0,2$ и $\beta_0 = 15$ имеем $\eta_1^k = 0,73$ вместо значения $\eta_1^k = 0,89$, отвечающего нулевому внутреннему масштабу).

При расфокусировке, с учетом практически неизменной абсолютной величины σ_c^2 , значения η_1^{-1} , как и η_0 , должны были бы уменьшаться, во всяком случае при относительно слабой турбулентности. Такой вывод, однако, не правомерен, поскольку при расфокусировке может меняться степень «внутренней» неоднородности спекл-структуры пучка. Аналогичные изменения могут наблюдаться и при

варьировании размером апертуры Ω как для сфокусированного, так и для коллимированного пучка. Поэтому в отличие от средних величин для флуктуационных характеристик пространственно-ограниченных лазерных пучков упрощенный феноменологический подход, предполагающий своего рода аддитивность флуктуаций, связанных с разными масштабами турбулентных неоднородностей среды распространения, вряд ли может быть признан адекватным физике явления. Тем не менее можно высказать предположение о том, что возрастание дисперсии флуктуаций интенсивности коллимированных пучков при $\Omega \sim 1$ в условиях относительно сильной турбулентности [6, 7] связано именно с увеличением вклада случайных смещений центра тяжести пучка в величину β^2 .

Сравнивая полученные зависимости показателей эффективности коррекции η_1 и η_2 от параметра (d/r_0) , нетрудно установить, что оптимальность с точки зрения подавления флуктуаций (η_1), с одной стороны, и увеличения интенсивности излучения на оси пучка (η_0) — с другой, обеспечивается в различных режимах турбулентности. В первую очередь это относится к сфокусированному пучку, для которого значительное подавление флуктуаций наблюдается при существенно более низком уровне турбулентности по сравнению с величиной, отвечающей максимальному значению η_0 .

1. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 247 с.
2. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
3. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
4. Yura H. T. // JOSA. 1973. V. 63. № 5. P. 567–572.
5. Таклая А. А. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 1. С. 152–155; 155–158.
6. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 3. С. 530–537.
7. Самельсон Г. М. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 9. С. 1136–1138.
8. Fried D. L. // JOSA. 1965. V. 55. № 11. P. 1427–1435.
9. Wang J. Y. // Appl. Optics. 1978. V. 17. № 16. P. 2580–2590.
10. Fried D. L. // JOSA. 1966. V. 56. № 10. P. 1372–1379.
11. Lutomirski R. F., Woodie W. L., Buser R. G. // Appl. Optics. 1977. V. 16. № 3. P. 665–673.
12. Михайлов Г. А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. 143 с.
13. Dunphy J. R., Kerr J. R. // JOSA. 1974. V. 64. № 7. P. 1015–1016.
14. Dunphy J. R., Kerr J. R. // Appl. Optics. 1977. V. 16. № 5. P. 1345–1358.
15. Tavis M. T., Yura H. T. // Appl. Optics. 1976. V. 15. № 11. P. 2922–2931.
16. Valley G. C. // Appl. Optics. 1979. V. 18. № 7. P. 984–987.
17. Милютин Е. Р., Погосян К. П., Таклая А. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 10. С. 2115–2117.
18. Кон А. П., Миронов В. Л., Носов В. В. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 10. С. 1501–1511.

Ленинградский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию
20 декабря 1990 г.

G. M. Samelson. Efficiency of Adaptive Correction for Random Tilts of the Wavefronts of Laser Beams Propagating Through the Turbulent Atmosphere.

Efficiency of phase-conjugate correction for random tilts of wavefronts in formation of laser beams propagating through the turbulent atmosphere is studied. An increase of the mean intensity of radiation and degree of damping the intensity fluctuations of a beam on its axis in the recording plane chosen as indices of the correction efficiency are investigated. Assuming that the correction for random tilts is practically identical to tracking of the random displacements of the beam energy center of gravity we have estimated relative contribution of the latter into the decrease of the mean intensity of collimated beams with the Fresnel number on the order of unit.