

В.А. Банах, И.Н. Смалихо

О ВЛИЯНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРЕ

В работе на основе уравнения для функции взаимной когерентности поля волны развит метод расчета распределения средней интенсивности частично когерентного лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии. С использованием разработанного метода показано, что флуктуации скорости ветра и показателя преломления даже небольшого уровня существенно препятствуют локальной самофокусировке пучка, возникающей при нелинейной ветровой рефракции. Впервые представлены расчетные данные по средней интенсивности пучка для нестационарного режима теплового самовоздействия с одновременным учетом и турбулентных пульсаций показателя преломления и флуктуаций скорости ветра.

При анализе распространения излучения мощных лазеров в атмосфере возникает проблема учета нелинейного взаимодействия излучения со средой, когда вследствие поглощения части энергии лазерных пучков газами и аэрозолями атмосферы происходит нагрев воздуха в области локализации пучка [1]. В реальной атмосфере тепловое самовоздействие происходит на фоне турбулентных флуктуаций показателя преломления и скорости ветра, что усугубляет трудности теоретического исследования данного процесса. При расчетах характеристик пучка при тепловом самовоздействии методом статистических испытаний [2–7) авторы ограничивались учетом либо флуктуаций скорости ветра [2, 3, 6, 7], либо случайных пульсаций показателя преломления [2, 3, 4].

В данной работе описан метод, позволяющий на основе уравнения для функции взаимной когерентности поля волны рассчитывать энергетические характеристики лазерных пучков, распространяющихся в условиях теплового самовоздействия, при одновременном учете турбулентных пульсаций скорости ветра и показателя преломления. Проведен анализ распределения средней интенсивности в пучке в зависимости от условий распространения. Полученные результаты сравниваются в частных случаях с имеющимися расчетами методом статистических испытаний.

Пусть распространение происходит вдоль оси X декартовой системы координат. Тогда уравнение для комплексной амплитуды поля излучения $U(x', \rho, t)$ в условиях теплового самовоздействия в атмосфере имеет вид [1]

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial x'} + \Delta_{\rho} \right] U(x', \rho, t) + k^2 \left[\tilde{\varepsilon}_1(x', \rho, t) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} T(x', \rho, t) \right] \times U(x', \rho, t) = 0, \quad (1)$$

где $U(x', \rho, t)$ удовлетворяет в плоскости $x' = 0$ граничному условию $U(0, \rho, t) = U_0(\rho, t)$; $\rho = \{z, y\}$ — вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, $\Delta_{\rho} = \partial^2/\partial z^2 + \partial^2/\partial y^2$, t — текущее время, $\tilde{\varepsilon}_1(x', \rho, t)$ и $\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} T(x', \rho, t)$ — изменение диэлектрической проницаемости соответственно из-за турбулентности и нагрева воздуха излучением.

Изменение температуры можно представить в виде [1]

$$T(x', \rho, t) = \frac{\alpha_n}{\rho C_p} \int_0^t dt' I(x', \tilde{\rho}(x', \rho, t', t), t'), \quad (2)$$

где $\tilde{\rho}(x', \rho, t', t) = \rho - \int_{t'}^t \mathbf{V}_{\perp}(x', \rho, \tau) d\tau$ — траектория „жидкой” частицы в поле поперечной составляющей лагранжевой скорости ветра $\mathbf{V}_{\perp} = \{V_z, V_y\}$ [8]; α_n , ρ и C_p — соответственно коэффициент поглощения, плотность и теплоемкость воздуха; $I(x', \rho, t) = |U(x', \rho, t)|^2$ — интенсивность пучка.

Предположим, что время когерентности источника существенно меньше, чем характерное время любого из тепловых нелинейных взаимодействий излучения со средой. Тогда, принимая во внимание инерционность среды, будем считать температуру в (2) усредненной по флуктуациям поля источника [6].

Случайные пульсации наведенной температуры, обусловленные флуктуациями интенсивности излучения, возникающими при распространении в турбулентной атмосфере, также можно не учитывать, как показано в [4], при расчетах средней интенсивности.

Будем пренебрегать случайной дефокусировкой излучения наведенными неоднородностями показателя преломления, образующимися при турбулентном перемешивании нагретого воздуха, по сравнению с дефокусировкой средней температурной линзой в области локализации пучка [1, 9, 10].

На основании сказанного заменим в (1) наведенную температуру T ее средним значением $\langle T \rangle$. Выражение для средней температуры в предположении гауссовости распределения компонент вектора флуктуации скорости ветра имеет вид [11]

$$\begin{aligned} \langle T(x', \rho, t) \rangle &= \frac{\alpha_n}{2\pi\rho C_p \sigma_v^2} \int_0^t \frac{d\tau}{\tau^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \langle I(x', \rho' - \rho, t - \tau) \rangle \times \\ &\times \exp \left[-\frac{(\rho' - \langle V_{\perp} \rangle \tau)^2}{2\sigma_v^2 \tau^2} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где σ_v^2 — дисперсия флуктуации скорости ветра.

Для установившегося режима самовоздействия $t > 3a_0 / \sqrt{\sigma_v^2 + \langle V_{\perp} \rangle^2}$ (a_0 — эффективный радиус пучка в плоскости $x' = 0$) [12, 13], считая, что средняя интенсивность $\langle I \rangle$ не зависит от времени, и устремляя $t \rightarrow \infty$, удастся проинтегрировать (3) по t' в результате чего получаем:

$$\begin{aligned} \langle T(x', \rho, t) \rangle &= \frac{\alpha_n}{\rho C_p} \cdot \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_v} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' dy' \langle I(x', z - z', y - y') \rangle \times \\ &\times (z'^2 + y'^2)^{-1/2} \exp \left[-\frac{V^2}{2\sigma_v^2} \frac{y'^2}{z'^2 + y'^2} \right] \operatorname{erfc} \left(-\frac{V}{\sqrt{2}\sigma_v} \frac{z'}{\sqrt{z'^2 + y'^2}} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где ось z выбрана вдоль направления $\langle V_{\perp} \rangle = \{V, 0\}$; $\operatorname{erfc}(\alpha) = 1 - \operatorname{erf}(\alpha)$; $\operatorname{erf}(\alpha)$ — интеграл вероятностей.

В общем случае для определения средней интенсивности $\langle I(x, \rho, t) \rangle$ использовался следующий алгоритм. Разобьем всю трассу x на N слоев. На передней границе каждого слоя учтем турбулентные искажения поля волны в приближении фазового экрана

$$U_j(x_{j-1}, \rho, t) = U_{j-1}(x_{j-1}, \rho, t) \exp \left[\frac{ik}{2} \int_{x_{j-1}}^{x_j} dx' \tilde{\varepsilon}_1(x', \rho, t) \right], \quad (5)$$

где $j = 1, 2, \dots, N$. Тогда внутри j -го слоя поле $U_j(x', \rho, t)$ будет описываться уравнением (1), где $\tilde{\varepsilon}_1 = 0$, T в соответствии с (3) заменена на $\langle T \rangle$; $x' \in [x_{j-1}, x_j]$.

В предположении δ -коррелированности вдоль трассы распространения и колмогоровского спектра турбулентных флуктуаций диэлектрической проницаемости [14] для функции взаимной когерентности

$$\Gamma(x', R, \rho, t) = \left\langle U \left(x', R + \frac{1}{2} \rho, t \right) U^* \left(x', R - \frac{1}{2} \rho, t \right) \right\rangle$$

на j -м слое в соответствии с (1), (5) и сделанными приближениями будем иметь

$$\begin{aligned} &\left(ik \frac{\partial}{\partial x'} + \nabla_R \nabla_{\rho} \right) \Gamma_j(x', R, \rho, t) + \frac{k^2}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \sum_{n=0}^1 (-1)^n \times \\ &\times \left\langle T \left(x_{j-1}, R + \left(\frac{1}{2} - n \right) \rho, t \right) \right\rangle \Gamma_j(x', R, \rho, t) = 0; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Gamma_j(x_{j-1}, R, \rho, t) = \Gamma_{j-1}(x_{j-1}, R, \rho, t) \exp(-q\rho^2), \quad (7)$$

где $q = (1,46k^2 \Delta x C_n^2)^{6/5}$; $\Delta x = x_j - x_{j-1}$; C_n^2 — структурная характеристика флуктуаций показателя преломления; $x' \in [x_{j-1}, x_j]$, $j = 1, 2, \dots, N$, $x_0 = 0$, $x_N = x$. В экспоненте в (7) использована квадратическая аппроксимация [15].

В случае частично когерентного коллимированного гауссова пучка функцию когерентности в плоскости источника Γ_0 представим в виде [16]

$$\Gamma_0(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}, t) = I_0 \exp \left[-\frac{R^2}{a_0^2} - \left(1 + \frac{a_0^2}{a_k^2}\right) \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{4a_0^2} \right], \quad (8)$$

где I_0 – максимальное значение средней интенсивности; a_k – радиус когерентности.

Ограничившись при разложении в ряд Тейлора разности температур в (6) по ρ первым неисчезающим членом ряда и применив к (6) преобразование Фурье

$$J(x', \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho \Gamma(x', \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}, t) e^{-i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}}, \quad (9)$$

приходим к уравнению переноса излучения [17].

$$\begin{aligned} &\text{Перейдем к безразмерным переменным } \mathbf{R} \rightarrow \mathbf{R}/a_0, \quad \rho \rightarrow \rho \cdot (1 + a_0^2/a_k^2), \quad \boldsymbol{\kappa} \rightarrow \boldsymbol{\kappa} R_{\text{нл}}(a_0 k), \\ &\langle T \rangle \rightarrow \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \langle T \rangle R_{\text{нл}}^2/a_0^2, \quad x' \rightarrow x'/R_{\text{нл}}, \quad \langle I \rangle \rightarrow \langle I \rangle/I_0, \quad t \rightarrow Vt/a_0, \end{aligned}$$

где

$$R_{\text{нл}} = \left[\frac{1}{2} V \bar{\pi} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| a_{\text{нл}} I_0 / (\rho C_p V a_0) \right]^{-1/2} - \quad (10)$$

– эффективная длина теплового самовоздействия при однородном ветре.

Решая уравнение переноса излучения методом характеристик, функцию когерентности в плоскости x_j можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}, t) = &\frac{P^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\boldsymbol{\kappa} \exp \left[-S_j(x_{j-1}, \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}), \right. \\ &\left. \frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}) \right] e^{iP\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$S_j \left(x_{j-1}, \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}), \frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_{j-1}) \right) = S_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = -\ln J_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}),$$

характеристика $\tilde{\mathbf{R}}(x')$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\tilde{\mathbf{R}}(x')}{dx'} = \frac{1}{2} \nabla_{\tilde{\mathbf{R}}} \langle T(x_{j-1}, \tilde{\mathbf{R}}(x'), t) \rangle \quad (12)$$

с граничными условиями $\tilde{\mathbf{R}}(x_j) = \mathbf{R} \frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_j) = \boldsymbol{\kappa}$, $x' \in [x_{j-1}, x_j]$, $P = L_d/R_{\text{нл}}$, $L_d = ka_0^2 / (1 + a_0^2/a_k^2)^{1/2}$ – эффективная длина дифракции.

Из (8) и (9) следует, что функцию S_j в плоскости излучения можно представить как

$$S_0(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = R^2 + P^2 \boldsymbol{\kappa}^2. \quad (13)$$

Интеграл по $\boldsymbol{\kappa}$ в (11) будем находить приближенно. Для этого разложим функцию S_j в ряд Тейлора в окрестности точки $\boldsymbol{\kappa}^*$ максимума подынтегральной функции выражения (11) и ограничимся по $\boldsymbol{\kappa}$ членами не выше второго порядка

$$S_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) \approx S_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}^*) + \frac{1}{2} [(\boldsymbol{\kappa} - \boldsymbol{\kappa}^*) \nabla_{\boldsymbol{\kappa}}]^2 S_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}^*). \quad (14)$$

Значения $\boldsymbol{\kappa}^*$ определяются из системы уравнений

$$\nabla_{\boldsymbol{\kappa}} S_j(x_j, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}^*) = 0. \quad (15)$$

Формулой (14) для аналитического вычисления в (11) можно пользоваться при условии слабой нелинейности $P^2 < 1$, а также для больших параметров $P^2 \gg 1$ [17], если S_j имеет одну точку экстремума и

$$\det \left[\frac{\partial^2 S_j(x_j, \mathbf{R}, \mathbf{x}^*)}{\partial x_m \partial x_n} \right] \neq 0, \quad (16)$$

где $m, n = 1, 2$, κ_1 и κ_2 компоненты вектора κ .

В соответствии с (14) представим S_j в виде

$$S_j(x_j, \mathbf{R}, \mathbf{x}) = A^{(j)}(x_j, \mathbf{R}) + \frac{1}{2} \sum_{m, n=1}^2 B_{mn}^{(j)}(x_j, \mathbf{R}) (x_m - D_m(x_j, \mathbf{R})) (x_n - D_n(x_j, \mathbf{R})). \quad (17)$$

Из (13) следует, что $A^{(0)}(0, \mathbf{R}) = \mathbf{R}^2$; $B_{11}^{(0)}(0, \mathbf{R}) = B_{22}^{(0)}(0, \mathbf{R}) = 2P^2$,

$$B_{12}^{(0)}(0, \mathbf{R}) \equiv B_{21}^{(0)}(0, \mathbf{R}) = 0; D_1(0, \mathbf{R}) = 0; D_2(0, \mathbf{R}) = 0.$$

На основе формул (17), (11), (7) и (9) нетрудно установить связь между функциями $S_j(x_j, \mathbf{R}, \kappa)$ и $S_{j+1}(x_{j+1}, \mathbf{R}, \kappa)$, с помощью которой осуществляется учет турбулентных искажений средней интенсивности. Эту связь удобно выразить через функции A , B_{11} , B_{22} и B_{12} :

$$A^{(j+1)}(x_j, \mathbf{R}) = A^{(j)}(x_j, \mathbf{R}) + \frac{1}{2} \ln v, \\ B_{mn}^{(j+1)}(x_j, \mathbf{R}) = [B_{mn}^{(j+1)}(x_j, \mathbf{R}) + \delta \tilde{q} v] / v, \quad (18)$$

где $v = \det[B_{mn}^{(j)}(x_j, \mathbf{R})]$;

$$v = 1 + \tilde{q} \sum_{n=1}^2 B_{nn}^{(j)}(x_j, \mathbf{R}) + v \tilde{q}^2; \tilde{q} = q_T (x/N)^{6/5} / P;$$

$q_T = 2,43 \beta_N^{12/5} / (1 + a_0^2 / a_K^2)^{1/2}$; $\beta_N^2 = 1,24 C_n^2 k^{7/6} R_{\text{пл}}^{11/6}$ — комплексный параметр, характеризующий турбулентные условия распространения на расстоянии, равном длине $R_{\text{пл}}$ [16], $\delta = 1$ при $m = n$ и $\delta = 0$ при $m \neq n$.

Из численного решения уравнения (12) с граничными условиями в плоскости x_{j+1} методом Рунге—Кутты для фиксированного значения \mathbf{R} , являющегося узлом равномерной координатной сетки, и различных κ определяются $\tilde{\mathbf{R}}$ и $\frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}$ в плоскости x_j . Зная значения функций $A^{(j+1)}$, $B_{mn}^{(j+1)}$, D_n в узлах равномерной сетки $\{z_i, y_k\}$, в плоскости x_j с помощью построения сплайна или интерполяции по формуле (17) находится функция $S_{j+1}(x_{j+1}, \mathbf{R}, \kappa)$ которая, согласно (11), равна

$S_{j+1} \left(x_j, \tilde{\mathbf{R}}(x_j), \frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_j) \right)$. Затем путем численного дифференцирования рассчитываются ее производ-

ные $\frac{\partial S_{j+1}}{\partial \kappa_n}, \frac{\partial^2 S_{j+1}}{\partial \kappa_n \partial \kappa_m}$ ($n, m = 1, 2$).

Чтобы представить $S_{j+1}(x_{j+1}, \mathbf{R}, \kappa)$ в виде (14), а затем провести по κ интегрирование в (11), необходимо найти κ^* из системы (15). Это можно осуществить с использованием следующей итерационной схемы:

$$\mathbf{x}_n^{(\kappa+1)} = \mathbf{x}_n^{(\kappa)} + \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial x_m} \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial x_m \partial x_n} - \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_n} \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial x_m^2} \right) / M, \quad (19)$$

где $\bar{S} = S_{j+1}(x_{j+1}, \mathbf{R}, \kappa^{(\kappa)})$, $m, n = 1, 2, m \neq n$,

$$M = \det [\partial^2 \bar{S} / \partial x_m \partial x_n], \kappa = 0, 1, 2, \dots$$

В качестве нулевого приближения $\kappa^{(0)}$ используется вектор $\frac{d}{dx'} \tilde{\mathbf{R}}(x_{j+1})$, получаемый при решении уравнения (12), с граничными условиями

$$\tilde{R}(x_j) = R, \frac{d}{dx'} \tilde{R}(x_j) = \{D_1(x_j, R), D_2(x_j, R)\}.$$

После определения $\kappa^* = \kappa^{(\kappa+1)}$ из сопоставления (14) и (17) формируется массив значений функций $A^{(j+1)}, B_{mn}^{(j+1)}, D_n(m, n = \overline{1,2})$ в узлах сетки $\{z_1, y_k\}$ в плоскости x_{j+1}

$$D_n(x_{j+1}, R) = \kappa_n^{(\kappa+1)}, B_{mn}^{(j+1)}(x_{j+1}, R) = \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial x_m \partial x_n}, A^{(j+1)}(x_{j+1}, R) = \bar{S},$$

где $m, n = 1, 2$.

В итоге, подставив (17) в (11), положив $\rho = 0$ и проинтегрировав по κ , для величины средней интенсивности в плоскости x_{j+1} получаем выражение

$$\langle I(x_{j+1}, R, t) \rangle = \frac{2P^2 \exp[-A^{(j+1)}(x_{j+1}, R)]}{\sqrt{\det[B_{mn}^{(j+1)}(x_{j+1}, R)]}} \quad (20)$$

В работе проведены расчеты средней интенсивности частично когерентного гауссова пучка по схеме (17)–(20) при различных условиях распространения. Рассмотрен нестационарный режим теплового самовоздействия.

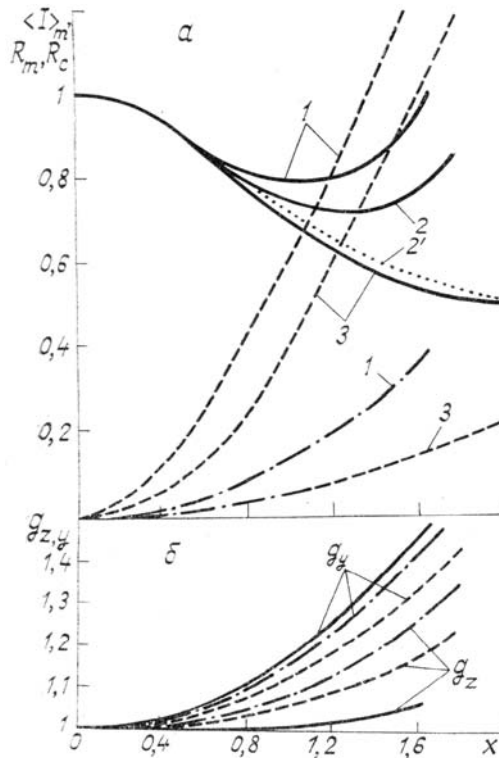


Рис. 1. Зависимость характеристик лазерного пучка от длины трассы при $P = 10$: (а) сплошные линии и точки — $\langle I \rangle_m$; штриховые — R_m ; штрихпунктирные — R_c ; 1, 2, 3 — $q_T = 0$; 2' — $q_T = 1$; 1 — $\sigma_v^2/V^2 = 0$; 2, 2' — $\sigma_v^2/V^2 = 0,3$; 3 — $\sigma_v^2/V^2 = 1$; (б) сплошные линии — $\sigma_v^2/V^2 = q_T = 0$; штриховые — $\sigma_v^2/V^2 = 0,3, q_T = 0$; штрихпунктирные — $\sigma_v^2/V^2 = 0,3, q_T = 1$

Как показывают расчеты для случая однородного ветра [1, 17], при больших параметрах нелинейности ($P^2 > 10$), начиная с определенных расстояний x , происходит рост максимального значения интенсивности $\langle I \rangle_m$ за счет формирования в пределах пучка области, где наведенная излучением неоднородность показателя преломления представляет собой протяженную фокусирующую линзу. Флуктуации скорости ветра размывают средний профиль наведенной температуры и, следовательно, уменьшают фокусирующее действие наведенной неоднородности. Поэтому возрастание максимума интенсивности в условиях флуктуаций скорости ветра будет происходить при больших, чем в случае однородного ветра, расстояниях. Этот факт иллюстрирует рис. 1, а. Более того, роста $\langle I \rangle_m$ вследст-

вие ветровой локальной самофокусировки вообще не происходит, если выполняема одно из условий $\sigma_V^2 / V^2 \geq 1$, $q_T = 0$ или $q_T \geq 3$, $\sigma_V^2 / V^2 = 0$. (По крайней мере в области значений $P^2 \leq 100$, для которой проводились расчеты). При одновременном учете флуктуаций скорости ветра и показателя преломления возрастание $\langle I \rangle_m$ с расстоянием x не наблюдается при значениях меньших, чем $\sigma_V^2 / V^2 = 1$ и $q_T = 3$ (кривая 2'). На рис. 1, а также приведены результаты, показывающие, как изменяется положение координаты максимума интенсивности R_m и энергетического «центра тяжести» R_c :

$$R_c = \frac{1}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho z \langle I(x, \rho) \rangle \left(P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho \langle I(x, \rho) \rangle \right)$$

по мере увеличения длины трассы. (Смещения даны в единицах, определенных нормированием на начальный радиус пучка a_0).

На рис. 1, б представлены результаты для нормированного на a_0 эффективного радиуса пучка

$$g_{z,y} = \left[\frac{2}{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho \left\{ \frac{(z - R_c)^2}{y^2} \right\} \langle I(x, \rho) \rangle \right]^{-1/2}$$

по осям z и y соответственно. Из рисунка видно, что, если флуктуации скорости ветра приводят к уменьшению асимметрии пучка (штриховые кривые), то учет турбулентных флуктуаций показателя преломления на трассе приводит лишь к дополнительному равномерному уширению пучка по осям; при этом асимметрия сохраняется на том же уровне, что и в случае $q_T = 0$ (штрихпунктирные).

В целом расчеты для установившегося режима теплового самовоздействия показали, что флуктуации скорости ветра существенно изменяют абберационную картину распределения средней интенсивности. Наличие на трассе распространения турбулентных неоднородностей показателя преломления приводит в основном к уширению пучка, оказывая существенно меньшее, чем флуктуации скорости ветра, влияние на структуру распределения средней интенсивности в плоскости наблюдения.

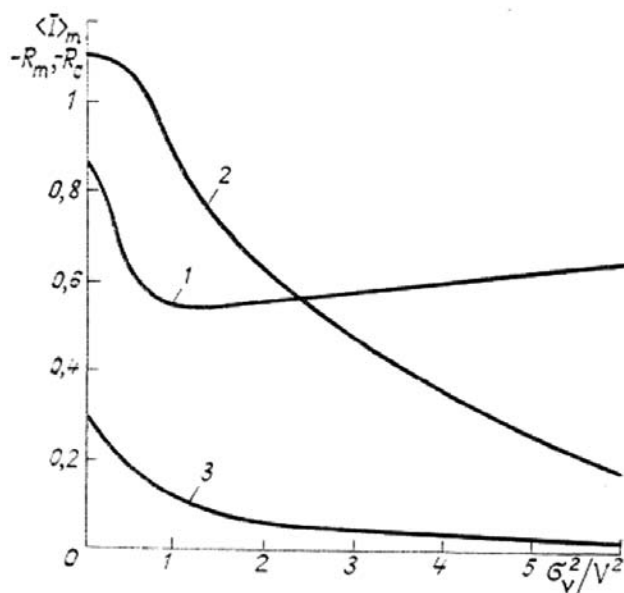


Рис. 2. Влияние флуктуаций скорости ветра на характеристики лазерного пучка $\langle I \rangle_m$, R_m и R_c при $P = 10$, $x = 1,5$, $q_T = 0$: 1 — $\langle I \rangle_m$; 2 — R_m ; 3 — R_c

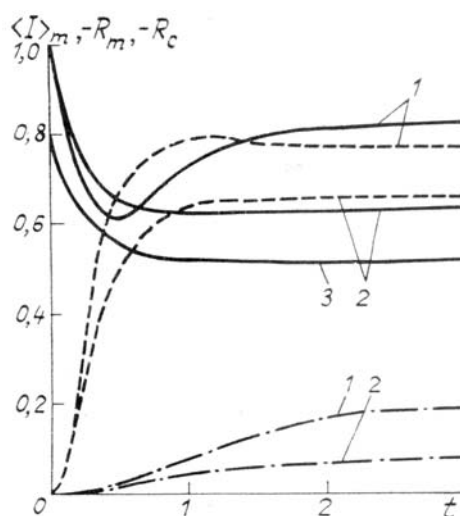


Рис. 3. Изменение максимума интенсивности $\langle I \rangle_m$, смещения его координаты R_m и энергетического центра тяжести R_c пучка во времени при $P = 10$ и $x = 1,2$: сплошные линии — $\langle I \rangle_m$; штриховые — R_m ; штрихпунктирные — R_c ; 1, 2 — $q_T = 0$; 3 — $q_T = 2$; 1 — $\sigma_V^2 / V^2 = 0$; 2, 3 — $\sigma_V^2 / V^2 = 1$

На рис. 2 показано влияние флуктуаций скорости ветра на характеристики пучка, распространяющегося в атмосфере при тепловом самовоздействии. Из рисунка видно, что максимум интенсивности с увеличением флуктуаций скорости ветра сначала падает (см. рис. 2), а затем, начиная со значений $\sigma_V^2 / V^2 \approx 1$, возрастает вследствие усиливающейся турбулентной диффузии нагретого воздуха из области локализации пучка до уровня, соответствующего линейной среде.

На рис. 3 приведены расчетные данные для характеристик распределения средней интенсивности пучка при нестационарном режиме теплового самовоздействия. Из рисунка видно, что в начальный момент времени $t < 0,1$, когда профиль наведенной температуры близок к пространственному распределению интенсивности в отсутствие самовоздействия, происходит уменьшение максимального значения интенсивности вследствие дефокусировки. Однако по мере выноса тепла из области локализации пучка дефокусировка с подветренной стороны уменьшается, что приводит к возрастанию $\langle I \rangle_m$ и последующему насыщению ее на некотором уровне при $t \approx 3$ [12, 13]. Также немонотонно ведут себя во времени и другие характеристики пучка: $R_m, g_{z,y}$. Наиболее ярко этот эффект проявляется в отсутствие флуктуаций скорости. Турбулентное перемешивание воздуха препятствует переносу тепла в направлении ветра, так что выход на стационарный режим в этом случае происходит более плавно. При значениях $\sigma_v^2 / V^2 = 1$ $\langle I \rangle_m, R_m$ (кривые 2) ведут себя во времени монотонно и выходят на стационарный уровень несколько раньше. Наличие в среде турбулентных неоднородностей $\tilde{\epsilon}_1$ качественно не меняет зависимости средней интенсивности от времени (кривая 3).

На рис. 4 представлены результаты сравнения расчетов, выполненных с помощью изложенного алгоритма, с расчетами методом статистических испытаний [3, 4]. На рис. 4, б проведено сравнение с данными [4], где не учитывались флуктуации скорости ветра ($\sigma_v^2 = 0$), а на рис. 4, а с результатами работы [3], в которой анализ распространения лазерного пучка при тепловом самовоздействии проводился без учета турбулентных пульсаций $\tilde{\epsilon}_1 = 0$. Видно вполне удовлетворительное соответствие результатов, получаемых различными способами.

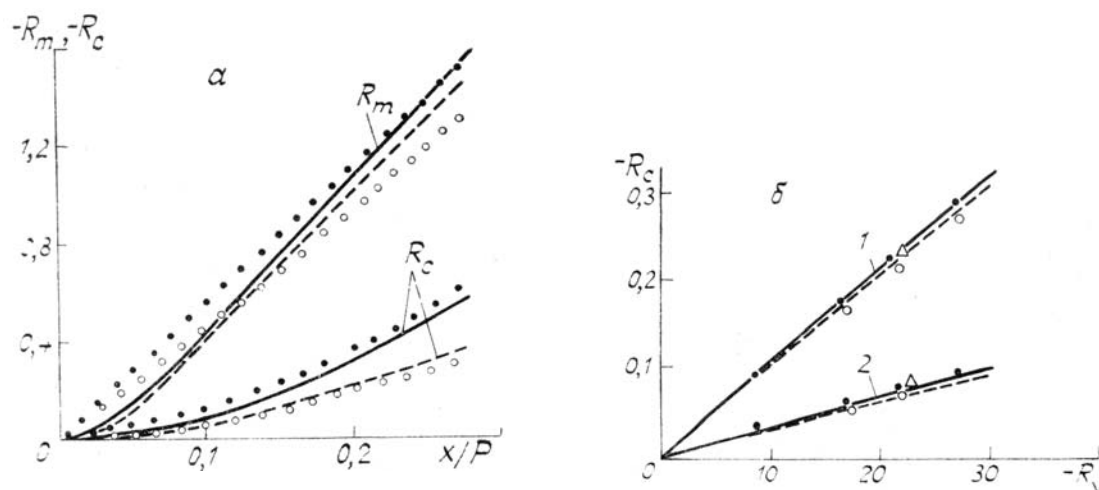


Рис. 4. Сравнение результатов расчета смещений координаты максимума интенсивности и энергетического центра тяжести пучка (сплошные и штриховые кривые) с расчетами по методу статистических испытаний (треугольники, темные и светлые кружки), выполненных в [3] — а и в [4] — (б): (а) сплошные линии и темные кружки — $\sigma_v^2 / V^2 = 0$; штриховые линии и светлые кружки — $\sigma_v^2 / V^2 = 0,4$; (б) сплошные линии — $\beta_N^2 x^{11/6} = 0,055$; штриховые — $\beta_N^2 x^{11/6} = 0,55$; темные и светлые кружки — результаты расчета R_c при заданном поле температуры; треугольники — результаты, получаемые при решении самосогласованной задачи; 1 — $x/P = 0,3$; 2 — $x/P = 0,16$; $R_v = -2P^2\sqrt{\pi}$

Таким образом, в работе на основе уравнения для функции взаимной когерентности поля разработан метод расчета средней интенсивности частично когерентного лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере в условиях теплового самовоздействия, позволяющий одновременно учитывать влияние турбулентных пульсаций показателя преломления и флуктуаций скорости ветра. При реализации данного подхода не требуется моделирования случайных процессов в среде и на выходе лазера, как это делается при использовании метода статистических испытаний, что позволяет при той же точности существенно сократить время расчета на ЭВМ.

Показано, что флуктуации скорости ветра и показателя преломления даже небольшого уровня существенно препятствуют локальной фокусировке пучка, возникающей при ветровой рефракции.

Разработанный метод позволяет проследить во времени эволюцию распределения средней интенсивности пучка при тепловом самовоздействии для реальных атмосферных условий распространения, что является важным при анализе пучков произвольной длительности излучения.

1. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.
2. Кандидов В. П. // Изв. АН СССР. Сер. Физич. 1985. Т. 49. № 3. С. 442.
3. Коняев П. А. Численное исследование тепловых искажений когерентных лазерных пучков в атмосфере: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1984. 169 с.

4. Кандидов В. П., Шленов С. А. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 7. С. 1490.
5. Кандидов В. П., Леденев В. И. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 4. С. 873.
6. Кузнецов М. Ф. Исследования распространения частично когерентного излучения в атмосфере в условиях нелинейной ветровой рефракции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1988. 202 с.
7. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Лагучев А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. С. 1175.
8. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидродинамика. М.: Наука, 1965. Ч. I. 1967. Ч. II.
9. Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А. Известия АН СССР. ФАО. 1984. № 1. С. 97.
10. Банах В. А., Смалихо И. Н. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 2098.
11. Воробьев В. В. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 11. С. 61.
12. Егоров К. Д., Кандидов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 7. С. 801.
13. Банах В. А., Смалихо И. Н., Тайлаков А. В. Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 11. С. 1409.
14. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978. 463 с.
15. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
16. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 227 с.
17. Землянов А. А., Синев С. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 8. С. 44.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
4 мая 1989 г.

V. A. Banakh, I. N. Smalikhov. **On the Influence of Atmospheric Turbulence on the Laser Beam Thermal Blooming.**

The paper presents a description of the technique for calculating the distributions of the mean intensity of a partially coherent laser beam propagating through a turbulent atmosphere in conditions of thermal blooming. The technique is based on the use of equation for the function of mutual coherence of a wave field. It is shown, using this method, that even small fluctuations of wind velocity and refractive index essentially prevent beam self-focusing occurring due to nonlinear wind refraction. Computational data on the mean intensity of a beam obtained for the nonstationary regime of the beam thermal blooming with the account for both the turbulent pulsations of the refractive index and the wind velocity fluctuations are presented for the first time.