

УДК 621.378.325

ФЛУКТУАЦИИ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

B. V. Колосов, M. B. Кузнецов

В приближении метода плавных возмущений рассмотрено распространение частично когерентного излучения с пространственными и временными флюктуациями поля в условиях стационарного теплового самовоздействия. Установлена зависимость уменьшения флюктуаций амплитуды поля от времени когерентности на начальном участке распространения. Получены условия, при которых описание данного режима самовоздействия может быть выполнено на основе замкнутого уравнения для функции когерентности поля.

В первых работах [1-3], посвященных описанию распространения частично когерентного излучения в нелинейных средах, в приближении метода малых возмущений исследовалось преобразование пространственной статистики в кубичной среде. Было отмечено возрастание начальных флюктуаций поля. В дальнейшем аналогичное увеличение флюктуаций было получено и для теплового механизма самовоздействия излучения [4-6]. В работах [7, 8] было показано, что при тепловом самовоздействии на начальном этапе распространения импульса излучения в турбулентной среде возможно уменьшение флюктуаций поля.

В настоящей работе будет рассмотрено стационарное тепловое самовоздействие оптического излучения без ветрового сноса возмущений при наличии пространственных и временных флюктуаций начального поля. В этом случае изменения температуры подчинены уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \lambda \Delta_{\perp} \right) T(z, r) = \frac{\alpha}{\rho C_p} W(z, r), \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, Δ_{\perp} — поперечный лапласиан, ρ, C_p — плотность и удельная теплоемкость, α — коэффициент поглощения, W — интенсивность излучения, r — радиус-вектор в плоскости $z = \text{const}$.

Стационарное тепловое самовоздействие частично когерентного излучения экспериментально и теоретически было рассмотрено в [11]. В работе полагалось, что время когерентности излучения превышает все другие характерные времена задачи. Мы не будем делать этого предположения, имея целью учесть влияние времени когерентности на динамику флюктуаций поля, поэтому сохраним производную по времени в уравнении (1). Чтобы исключить влияние искажений пучка как целого на его флюктуационные характеристики, рассмотрим пучок с равномерным распределением средней интенсивности на апертуре, характерный размер которой a удовлетворяет условиям

$$a \gg \rho_k, \quad a \gg \sqrt{2\pi z/k},$$

где ρ_k — радиус когерентности, k — волновое число. Представляя поле в виде $E = A_0 \exp(\chi + iS + iS_0)$, где S_0 — регулярный набег фазы, в пренебрежении эффектами, связанными с ограниченностью пучка, при условии $\chi \ll 1$ для преобразований Фурье флюктуаций логарифма амплитуды χ и флюктуаций фазы S по поперечным координатам можно записать следующую систему уравнений [8]:

$$\frac{d\chi(\mathbf{x}, z, t)}{dz} - \frac{\mathbf{x}^2}{2k} S(\mathbf{x}, z, t) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dS(\mathbf{x}, z, t)}{dz} + \frac{\mathbf{x}^2}{2k} \chi(\mathbf{x}, z, t) + 2kp_0 \int_0^t \chi(\mathbf{x}, z, t') e^{-(t-t')\lambda x^2} dt' = 0,$$

где $p_0 = \frac{\varepsilon A_0^2}{2\rho C_p} \left| \frac{d\varepsilon}{dT} \right|$, ε — диэлектрическая проницаемость, $A_0 = \sqrt{W(z=0, r)}$.

Отметим, что метод возмущений [5] сводит задачу к такой же, как и (2), системе уравнений, но в ней χ и S имеют несколько отличный смысл. Система уравнений (2) должна быть дополнена начальными условиями

$$\chi(\mathbf{x}, z=0, t) = \chi_0(\mathbf{x}, t), \quad S(\mathbf{x}, z=0, t) = S_0(\mathbf{x}, t).$$

Осуществляя преобразование Лапласа по времени t , получим

$$\frac{d\chi_p}{dz} - \frac{\mathbf{x}^2}{2k} S_p(\mathbf{x}, z, p) = 0,$$

$$\frac{dS_p}{dz} + \frac{\mathbf{x}^2}{2k} \chi_p(\mathbf{x}, z, p) + \frac{2kp_0}{\lambda x^2 + p} \chi_p(\mathbf{x}, z, p) = 0. \quad (3)$$

$$\chi_p(\mathbf{x}, z=0, p) = \chi_{0p}(\mathbf{x}, p), \quad S_p(\mathbf{x}, z=0, p) = S_{0p}(\mathbf{x}, p).$$

Решение этой системы:

$$\begin{aligned} \chi_p(\mathbf{x}, z, p) &= \chi_{0p} \cos \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p} \right)^{1/2} + \\ &+ S_{0p} \sin \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{x^2 (\lambda x^2 + p)} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} S_p(\mathbf{x}, z, p) &= S_{0p} \cos \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p} \right)^{1/2} + \\ &+ \chi_{0p} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{x^2 (\lambda x^2 + p)} \right)^{1/2} \sin \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Это решение позволяет определить двумерные спектральные плотности флюктуаций уровня $F_\chi(\mathbf{x}, z, t)$ и флюктуаций фазы $F_S(\mathbf{x}, z, t)$. Используя соотношение [9] $F_\chi(\mathbf{x}, z, t) \delta(\mathbf{x} + \mathbf{x}') = \overline{\chi(\mathbf{x}, z, t) \chi(\mathbf{x}', z, t)}$ для спектра флюктуаций уровня, получаем

$$\begin{aligned} F_\chi(\mathbf{x}, z, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} dpe^{pt} \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} dS \overline{\chi_{0p}(\mathbf{x}, S) \chi_{0p}(-\mathbf{x}, p-S)} \times \right. \\ &\times \cos \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + S} \right)^{1/2} \cos \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p - S} \right)^{1/2} + \\ &+ \left. \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} dS \overline{S_{0p}(\mathbf{x}, S) S_{0p}(-\mathbf{x}, p-S)} \sin \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + S} \right)^{1/2} \times \right. \\ &\times \sin \left(\frac{\mathbf{x}^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \chi^2}{\lambda x^2 + p - S} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{x^2 (\lambda x^2 + S)} \right)^{-1/2} \times \end{aligned} \quad (5)$$

$$\times \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{\kappa^2 (\lambda \kappa^2 + p - S)} \right)^{-1/2} \}.$$

Аналогичное выражение можно записать для флюктуаций фазы. Далее полагаем, что флюктуации уровня и фазы статистически независимы и что

$$\overline{\chi_0(x, t) \chi_0(-x, t+\tau)} = F_{\chi 0}(x) \exp(-p_\kappa |\tau|), \quad (6)$$

$$\overline{S_0(x, t) S_0(-x, t+\tau)} = F_{S 0}(x) \exp(-p_\kappa |\tau|).$$

Конкретный вид зависимости от τ является несущественным, так как в дальнейшем предполагается рассмотреть предельный случай, когда время корреляции $\tau_k = p_\kappa^{-1}$ меньше других характерных временных масштабов задачи. Зависимость (6) выбрана с целью упрощения математических выкладок. В частности, в этом случае можно показать, что

$$\overline{\chi_{0p}(x, S) \chi_{0p}(-x, p-S)} = F_{\chi 0}(x) \frac{2p_\kappa + p}{p(p_\kappa + S)(p_\kappa + p - S)}, \quad (7)$$

$$\overline{S_{0p}(x, S) S_{0p}(-x, p-S)} = F_{S 0}(x) \frac{2p_\kappa + p}{p(p_\kappa + S)(p_\kappa + p - S)}.$$

Подставляя (7) в (5) и используя соответствующие правила для преобразования Лапласа, получаем

$$F_z(x, z, t) = F_{\chi 0}(x) \left[2p_\kappa \int_0^t f_1^2(\tau) d\tau + f_1^2(t) \right] + \\ + F_{S 0}(x) \left[2p_\kappa \int_0^t f_2^2(\tau) d\tau + f_2^2(t) \right], \quad (8)$$

где

$$f_1(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} dp e^{pt} \cos \left(\frac{\kappa^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \kappa^2}{\lambda \kappa^2 + p} \right)^{1/2} \times$$

$$\times (p_\kappa + p)^{-1} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{\kappa^2 (\lambda \kappa^2 + p)} \right)^{-1/2},$$

$$f_2(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} dp e^{pt} \sin \left(\frac{\kappa^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \kappa^2}{\lambda \kappa^2 + p} \right)^{1/2} \times$$

$$\times (p_\kappa + p)^{-1} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{\kappa^2 (\lambda \kappa^2 + p)} \right)^{-1/2}.$$

Аналогично можно показать, что

$$F_s(x, z, t) = F_{S 0}(x) \left[2p_\kappa \int_0^t f_1^2(\tau) d\tau + f_1^2(t) \right] + \\ + F_{\chi 0}(x) \left[2p_\kappa \int_0^t f_3^2(\tau) d\tau + f_3^2(t) \right], \quad (9)$$

где

$$f_3(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} dpe^{pt} \left(1 + \frac{4k^2 p_0}{\kappa^2(\lambda\kappa^2 + p)} \right)^{1/2} (p_k + p)^{-1} \times \\ \times \sin \left(\frac{\kappa^4 z^2}{4k^2} + \frac{z^2 p_0 \kappa^2}{\lambda\kappa^2 + p} \right)^{1/2}.$$

Вычисление функций f_{1-3} может быть выполнено с помощью теоремы о вычетах.

Для рассмотрения условия стационарного самовоздействия необходимо осуществить предельный переход $t \rightarrow \infty$. В этом случае $f_{1-3} \rightarrow 0$. Следовательно, спектральные плотности F_x и F_s будут определяться значениями интегралов в квадратных скобках выражений (8) и (9) при $t \rightarrow \infty$. Несложно показать, что

$$2p_k \int_0^\infty f_1^2(t) dt = \cos(d^2 + r_1^2)^{1/2} \{ 2 \cos(d^2 + r_2^2)^{1/2} - \cos(d^2 + r_1^2)^{1/2} \} + \\ + 2p_k \sum_{m_1=1}^{\infty} \sum_{m_2=1}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \left[(-1)^{m_1+m_2+n_1+n_2} r_1^{2(m_1+m_2)} d^{2(n_1+n_2)} \times \right. \\ \times \frac{(m_1+n_1)! (m_2+n_2)!}{(2n_1+2m_1)! (2n_2+2m_2)! n_1! n_2! m_1! m_2!} \sum_{k_1=0}^{m_1-1} \sum_{k_2=0}^{m_2-1} \frac{(k_1+k_2)!}{k_1! k_2!} \times \\ \times \left. \frac{(\lambda\kappa^2 - p_k)^{k_1+k_2}}{(2\lambda\kappa^2)^{k_1+k_2+1}} \right], \quad (10)$$

где

$$r_1^2 = z^2 p_0 \kappa^2 / (\lambda\kappa^2 - p_k),$$

$$r_2^2 = z^2 p_0 \kappa^2 / (\lambda\kappa^2 + p_k),$$

$$d = \kappa^2 z / 2k, \quad x = (\lambda\kappa^2 - p_k) t.$$

Аналогичные выражения можно записать для интегралов от функций f_2 и f_3 .

Полученные решения позволяют сделать некоторые выводы о динамике спектральных плотностей флюктуаций уровня и фазы частично когерентного излучения в условиях стационарного теплового самовоздействия. Ограничивааясь членами до четвертого порядка малости по z , представим решение для флюктуаций уровня в виде

$$F_x(x, z, t \rightarrow \infty) = F_{x0}(x) \left\{ 1 - d^2 + \frac{d^4}{4} - \left[z^2 \frac{p_0 \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} \left(1 - \frac{2d^2}{3} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{z^2 p_0}{4\lambda} \frac{1 + (4/3)\lambda \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} \right) \right] \right\} + F_{s0}(x) \left\{ d^2 - \frac{d^4}{3} - \left[\frac{d^2 z^2}{3} \frac{p_0 \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} \right] \right\}. \quad (11)$$

В выражении (11) в квадратные скобки взяты члены, возникновение которых обусловлено тепловым взаимодействием излучения со средой. Видно, что тепловая нелинейность приводит к уменьшению флюктуаций уровня на начальном участке распространения. Механизм этого уменьшения аналогичен рассмотренному в [8]. В областях с повышенным уровнем интенсивности за счет нагрева среды формируется дефокусирующая линза. Это приводит к дефокусировке излучения в этой области и, следовательно, к сглаживанию флюктуаций. Для случая $\lambda \tau_k \kappa^2 \ll 1$,

т. е. для крупных неоднородностей, для которых можно пренебречь теплопроводностью, характерный масштаб подавления флюктуаций, как следует из (12), имеет величину $L \sim (p_0 \tau_k \kappa^2)^{-1/2} = \rho / \sqrt{\Delta \epsilon / 2}$, где $\rho = \kappa^{-1}$ — размер неоднородностей, $\Delta \epsilon = \frac{\alpha A_0^2}{\rho C_p} \left| \frac{d\epsilon}{dT} \right| \tau_k$ — возмущение диэлектрической проницаемости. Таким образом, в этом случае подавление более мелких флюктуаций происходит с большой скоростью.

Для мелких неоднородностей ($\lambda \tau_k \kappa^2 \gg 1$) теплопроводность имеет определяющее влияние на формирование дефокусирующей линзы. В этом случае масштаб $L \sim (p_0 / \lambda)^{-1/2} = \left(\frac{\alpha A_0^2}{2\rho C_p \lambda} \left| \frac{d\epsilon}{dT} \right| \right)^{-1/2}$, т. е. для данного режима самовоздействия скорость подавления флюктуаций не зависит от размера неоднородностей, и определяется только величиной интенсивности.

Полученные решения позволяют определить условия, при которых можно пренебречь вкладом тепловой нелинейности в изменение спектральной плотности флюктуаций уровня. Эти условия можно представить в виде

$$\sigma_{x0}^2 \left(\frac{z}{L_T} \right)^2 \frac{\lambda \tau_k}{\lambda \tau_k + p_k^2} \ll 1, \quad \sigma_{s0}^2 \left(\frac{z}{L_T} \right)^2 \frac{\lambda \tau_k}{\lambda \tau_k + p_k^2} d_k^2 \ll 1, \quad (12)$$

где p_k — пространственный радиус когерентности флюктуаций, σ_{x0}, s_0 — дисперсии флюктуаций уровня и фазы в плоскости излучения, $L_T = (p_0 / \lambda)^{-1/2}$ — длина теплового самовоздействия для пучка излучения в целом, $d_k = z / 2kp_k^2$ — волновой параметр неоднородностей размером ρ_k .

Для флюктуаций фазы с точностью до членов четвертого порядка малости по z получим

$$F_S(\kappa, z, t \rightarrow \infty) = F_{s0} \left\{ 1 - d^2 + \frac{d^4}{4} - \left[z^2 \frac{p_0 \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} \left(1 - \frac{2d^2}{3} - \frac{z^2 p_0}{4 \lambda} \frac{1 + (4/3) \lambda \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} \right) \right] \right\} + F_{\gamma0} \left\{ d^2 - \frac{d^4}{3} + \left[z^2 \frac{2p_0 \tau_k \kappa^2}{1 + \lambda \tau_k \kappa^2} + z^2 \frac{4k^2 p_0 \tau_k}{\kappa^2 (1 + \lambda \kappa^2 \tau_k)} \right] \right\}. \quad (13)$$

Видно, что при стремлении κ^2 к нулю F_S стремится к бесконечности. Это связано с особенностью решения уравнения теплопроводности. Характер стремления F_S к бесконечности при $\kappa^2 \rightarrow 0$ подобен поведению фурье-образа решения уравнения теплопроводности для среднего профиля температуры при данном режиме самовоздействия. Но эта особенность не носит принципиального характера для дальнейших выводов, целью которых является определение условий, при которых можно пренебречь вкладом наведенных флюктуаций диэлектрической проницаемости в изменение поперечной функции когерентности поля $\Gamma_U(p_1, p_2) = \overline{U(p_1) U^*(p_2)}$, где $U(p) = A_0 \exp [iS(p) + \chi(p)]$.

Рассмотрим случай, когда в плоскости излучения $z = 0$ флюктуациями уровня можно пренебречь. Если при распространении излучения выполняются условия (12), то можно положить

$$\Gamma_U(z, p_1, p_2) = A_0^2 \overline{\exp [i(S(z, p_1) - S(z, p_2))]} = A_0^2 \exp [-(1/2) D_s(z, p)].$$

При выводе этого соотношения полагалось, что по мере распространения излучения сохраняется нормальность начальных флюктуаций фазы. Известно [6], что самовоздействие частично когерентного излучения

в среде приводит к изменению начальной статистики поля. Но так как рассматриваются дистанции, на которых можно пренебречь вкладом этого самовоздействия в изменение функции когерентности, то естественно предположить, что и изменение статистики будет пренебрежимо мало на этих дистанциях. Эти условия будут выполнены до дистанций, при которых можно пренебречь изменениями структурной функции фазы $D_S(z, \rho)$ за счет нелинейных эффектов.

Структурная функция фазы определяется выражением

$$D_S(z, \rho) = 4\pi \int_0^\infty [1 - J_0(\kappa\rho)] F_S(\kappa, z) r d\kappa, \quad (14)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Это выражение при подстановке в него спектра (13) не содержит особенностей. Учитывая, что разнос точек ρ по модулю ограничен размером пучка излучения a , определяем условие, при котором вклад в изменение структурной функции нелинейных членов, заключенных в квадратные скобки в (13), пренебрежимо мал:

$$\sigma_{S0}^2 \left(\frac{z}{L_T} \right)^2 \frac{\lambda\tau_k}{\lambda\tau_k + \rho_k^2} \ll 1, \quad \sigma_{\chi 0}^2 \frac{z^2 k^2 a \rho_k p_0^2 \tau_k}{\lambda(1 + \lambda\tau_k/\rho_k^2)} \ll 1. \quad (15)$$

Эти неравенства совместно с (12) определяют условия, при которых можно пренебречь вкладом наведенных флуктуаций диэлектрической проницаемости, вызванных поглощением энергии флуктуирующего поля, в изменение поперечной функции корреляции поля. В этом случае возможно выполнить расщепление момента четвертого порядка и записать замкнутое уравнение для функции когерентности поля:

$$2ik \frac{\partial \Gamma_U}{\partial z} = (\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2}) \Gamma_U + k^2 [\varepsilon_{\text{пл}}(z, \rho_1) - \varepsilon_{\text{пл}}(z, \rho_2)] \Gamma_U, \quad (16)$$

где $\Delta_{\perp 1}$, $\Delta_{\perp 2}$ — операторы Лапласа на плоскости $z = \text{const}$, $\varepsilon_{\text{пл}}(z, \rho) = -[d\varepsilon/dt]T(z, \rho)$ определяется из уравнения (1), в котором член $\partial T/\partial t$ опущен, а W — есть среднестатистическое значение интенсивности $W(z, \rho) = \Gamma_U(z, \rho, \rho)$. Для случая распространения импульсного излучения в среде с инерционным механизмом нелинейности возможность данного расщепления рассматривалась в [10]. Для случая тепловой нелинейности эта возможность подтверждена численными экспериментами [6] без анализа границ применимости данного приближения.

Если ввести в рассмотрение параметр нелинейной рефракции $R_T = L_D^2/L_T^2$ ($L_D^2 = k^2 a^4$) и нормировать дистанцию на длину теплового самовоздействия $\bar{z} = z/L_T$, то условия (12) и (15) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \bar{z}^2 \sigma_{\chi 0}^2 \frac{\lambda\tau_k}{\lambda\tau_k + \rho_k^2} &\ll 1, & \bar{z}^2 d_k^2 \sigma_{S0}^2 \frac{\lambda\tau_k}{\lambda\tau_k + \rho_k^2} &\ll 1, \\ \bar{z}^2 \sigma_{S0}^2 \frac{\lambda\tau_k}{\lambda\tau_k + \rho_k^2} &\ll 1, & \bar{z}^2 R_T \sigma_{\chi 0}^2 \frac{\lambda\tau_k \rho_k}{a^3 (1 + \lambda\tau_k/\rho_k^2)} &\ll 1. \end{aligned} \quad (17)$$

Видно, что выполнение первых трех условий не зависит от R_T . Четвертое условие ограничивает сверху значения R_T . Однако для дистанций $z \sim 1$ параметр нелинейности R_T может достигать значений много больших единицы при выполнении условий $\sigma_{\chi 0}^2 \ll 1$, $\lambda\tau_k \ll a^2$, $\rho_k \ll a$. Причем эти условия не обязательно должны выполняться одновременно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.— УФН, 1967, **93**, с. 19.
2. Беспалов В. Н., Литвак А. Г., Таланов В. И.— Сб. Нелинейная оптика.— Новосибирск. Наука, 1968, с. 428.
3. Ахманов С. А., Чиркин А. С. Статистические явления в нелинейной оптике.— М.: Гос. ун-т, 1971.
4. Воробьев В. В., Шеметов В. В.— Изв. вузов—Радиофизика, 1978, **21**, № 11, с. 1610.
5. Гочелашивили К. С., Чашей И. В., Шишов В. И.— Квантовая электроника, 1980, **7**, № 8, с. 2077.
6. Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н.— Квантовая электроника, 1982, **9**, № 10, с. 2066.
7. Кандидов В. П., Леденев В. И.— Изв. вузов—Радиофизика, 1981, **24**, № 4, с. 438.
8. Агронский Б. С., Воробьев В. В. и др.— Квантовая электроника, 1980, **7**, № 3, с. 545.
9. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику Ч. II. Случайные поля.— М: Наука, 1978, с. 464.
10. Пасманик Г. А.— ЖЭТФ, 1974, **66**, вып. 2, с. 491.
11. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.— Квантовая электроника, 1983, **10**, № 9, с. 1833.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
22 сентября 1986 г.

FLUCTUATIONS AT STEADY-STATE THERMAL SELF-ACTION OF PARTIALLY COHERENT RADIATION

V. V. Kolosov, M. F. Kuznetsov

The paper considers the propagation of partially coherent radiation with space and time field fluctuations under the conditions of steady-state thermal self-action in the smooth perturbation method approximation. It is shown that at the initial region of propagation the field amplitude logarithm fluctuations are decreased. The conditions have been obtained under which the given regime of self-action can be described on the basis of closed equation for the field coherence function.
