«Оптика атмосферы», 3, № 11 (1990)

УДК 534.222

И.П. Лукин, Б.Н. Чен

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ В ДОЖДЕ НА ФЛУКТУАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

В данном сообщении приведены результаты теоретического исследования случайных смещений изображения светового пучка, прошедшего слой турбулентной атмосферы при выпадении осадков. Расчет дисперсии изображения проводился на основе решения уравнения для функции когерентности поля четвертого порядка методом возмущений. Получены условия, когда вклад атмосферных осадков во флуктуации смещения центра тяжести изображения оптического пучка превышает вклад атмосферной турбулентности. Показано, что вклад атмосферных осадков (дождя) во флуктуации смещения центра тяжести изображения пучка инфракрасного излучения существен практически при любых размерах приемных апертур.

Явление «дрожания» изображения оптического источника при наблюдении его через турбулентную атмосферу подробно изучено [1—3]. При наблюдении в плоскости резкого изображения приемной линзы оно, как известно [1, 2], вызывается наличием фазовых флуктуации в оптической волне, прошедшей слой атмосферной турбулентности. Однако фазовые флуктуации в оптической волне возникают и при рассеянии на ансамбле дискретных рассеивающих частиц [4, 5]. Как следует из теоретических оценок [4], наибольшее искажающее влияние на флуктуации фазы оптического излучения оказывают наиболее крупные рассеиватели атмосферы — частицы гидрометеоров (в частности, капли дождя). Как показало сравнение данных эксперимента с теоретическим расчетом [4—13], процесс распространения оптического излучения в атмосфере при выпадении дождя можно достаточно полно описать, используя представление о каплях дождя как о сферических «оптически мягких» частицах, равномерно распределенных в пространстве. В данной статье приведены результаты теоретического исследования случайных смещений изображения светового пучка, прошедшего слой турбулентной атмосферы при выпадении дождя.

Рассмотрим распространение светового пучка с гауссовским распределением поля волны в плоскости $x' = 0$

$$u(0,\ \rho) = u_0(\rho) = u_0 \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik}{2F}\rho^2\right\}, \tag{1}$$

где u_0, a_0 и F — соответственно амплитуда поля, радиус пучка и радиус кривизны волнового фронта пучка в центре излучающей апертуры; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны оптического излучения. После прохождения трассы длиной x оптическое излучение принимается линзой телескопа с амплитудным коэффициентом пропускания $T(\rho)$ и фокусным расстоянием F_t, для описания которого используем гауссовскую аппроксимацию

$$T(\rho) = T_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a_t^2}\right),$$

где T_0 — амплитудное пропускание телескопа на оптической оси системы; a_t — радиус приемной линзы.

Определяя случайные смещения оптического изображения волнового пучка как координаты центра тяжести распределения интенсивности за линзой телескопа, согласно [2] для дисперсии смещений изображения имеем следующее выражение:

$$\sigma^2 = -\frac{l^2}{k^2}\int d^2\rho_2 \int d^2\rho_4 T(\rho_2)\, T(\rho_4) \exp\left[\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)(\rho_2^2 + \rho_4^2)\right] \times$$
$$\times \nabla_{\rho_2}\nabla_{\rho_4}\left\{T(\rho_2)\, T(\rho_4)\, \Gamma_4(x,\ \underline{\rho_4}) \exp\left[-\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)(\rho_2^2 + \rho_4^2)\right]\right\}\Bigg|_{\substack{\rho_1 = \rho_2, \\ \rho_3 = \rho_4}} \times$$
$$\times \left\{\int d^2\rho_2 \int d^2\rho_4 T^2(\rho_2)\, T^2(\rho_4)\, \Gamma_4(x,\ \underline{\rho_4})\Bigg|_{\substack{\rho_1 = \rho_2, \\ \rho_3 = \rho_4}}\right\}^{-1}, \tag{2}$$

где l — расстояние от плоскости приемной линзы до плоскости наблюдения;

$$\Gamma_4(x,\ \underline{\rho_4}) = \Gamma_4(x,\ \rho_1,\ \rho_2,\ \rho_3,\ \rho_4) = \left\langle \prod_{i=1}^{2} u(x,\ \rho_{2i-1})\, u^*(x,\ \rho_{2i}) \right\rangle$$

— четвертый момент поля; $u(x, \rho)$ — комплексная амплитуда волны, падающей на приемную линзу поля, которая удовлетворяёт параболическому уравнению [2, 10], описывающему распространение волны в среде с непрерывными и дискретными неоднородностями. Выражение для $\Gamma_4(x, \underline{\rho_4})$ можно получить из решения соответствующего уравнения для четвертого момента поля светового пучка [10–12]

$$\left[\frac{\partial}{\partial x'} - \frac{i}{2k}(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3 - \Delta_4) + \frac{\pi k^2}{4} f(\underline{\rho_4})\right] \Gamma_4(x',\ \underline{\rho_4}) = 0,$$

где Δ_j — поперечный лапласиан по координатам y_j, z_j точки ρ_j; $j = 1, 2, 3, 4$;

$$f(\underline{\rho_4}) = f(\rho_1,\ \rho_2,\ \rho_3,\ \rho_4) = H_1(\rho_1 - \rho_2) + H_1(\rho_1 - \rho_4) + H_1(\rho_3 - \rho_2) +$$

$$+ H_1(\rho_3 - \rho_4) - H_2(\rho_1 - \rho_3) - H_2(\rho_2 - \rho_4);$$

$$H_{1,2}(\rho) = 2\int d^2\varkappa\,(1 - \cos \varkappa\rho)\,\Phi_\varepsilon(\varkappa) = \frac{2}{\pi}\cdot 0{,}73 C_\varepsilon^2\, \rho^{5/3} \pm$$

$$\pm 4\,\frac{m_0}{k^2}\int_0^\infty da\,p(a)\,a^2\left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{a^2}\right)\right],$$

C_ε^2 — структурный параметр диэлектрической проницаемости воздуха, характеризующий интенсивность атмосферной турбулентности; m_0 — средняя концентрация рассеивающих частиц (капель дождя); $p(a)$ — функция распределения частиц по размерам; $\bar{a}$ — среднее значение радиуса капель дождя.

Для области слабых флуктуаций интенсивности оптического излучения $\beta_0^2 + \tau < 1$ (где $\beta_0^2 = 0{,}31 C_\varepsilon^2 k^{7/6} x^{11/6}$ — дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны в турбулентной атмосфере; $\tau = \pi m_0 \bar{a}^2 x$ — оптическая толща рассеивающего слоя) уравнение для четвертого момента поля светового пучка можно решить методом возмущений [2,3]. Оказалось, что дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения светового пучка может быть представлена в виде суммы двух слагаемых

$$\sigma^2 = \sigma^2_{\text{тур}} + \sigma^2_{\text{дис}}, \tag{3}$$

обусловленных соответственно влиянием турбулентных и дискретных неоднородностей среды:

$$\sigma^2_{\text{тур}} = \frac{1}{2}\,\sigma^2_{t_0}\frac{l^2}{F_t^2}\int_0^1 d\zeta\,[PP^*NN^*\beta_1^{-1/6} + \mathrm{Re}\,(P^2N^2\beta_2^{-1/6})],$$

$$\sigma^2_{\text{дис}} = 4\pi\,\frac{m_0 x l^2}{k^2}\int_0^1 d\zeta\int_0^\infty da\,p(a)\,[PP^*NN^*\beta_3^{-2} + \mathrm{Re}\,(P^2N^2\beta_4^{-2})],$$

$$P = \zeta - \frac{i\Omega(1-\zeta)}{m},\quad N = 1 + \frac{i\alpha\Omega_t}{M},$$

$$M = 1 + \frac{\Omega\Omega_t}{mm^*},\quad m = 1 - i\Omega\left(1 - \frac{x}{F}\right),$$

$$\alpha = 1 + \frac{x}{l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right) - \frac{\Omega^2\left(1 - \dfrac{x}{F}\right)}{mm^*},$$

$$\beta_1 = \frac{1}{2M}(P^2 + P^{*2}) + 2\frac{(1-\zeta)^2\,\Omega}{mm^*\,\Omega_t},$$

$$\beta_2 = \frac{1}{M}P^2 + 2\frac{i(1-\zeta)P}{\Omega_t},$$

$$\beta_3 = 1 + \frac{(P^2 + P^{*2})}{M}\left(\frac{a_t}{a}\right)^2 + 4\,\frac{(1-\zeta)^2}{mm^*}\left(\frac{a_0}{a}\right)^2,$$

$$\beta_4 = 1 + 2\frac{P^2}{M}\left(\frac{a_t}{a}\right)^2 + 4id(1-\zeta)P,$$

$\sigma_{t0}^2 = \dfrac{\pi^2}{2}A_0\Gamma(1/6)C_\varepsilon^2 x F_t^2 (a_t^2/2)^{-1/6}$ — дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения плоской волны в турбулентной атмосфере; $A_0 = 0{,}033$, $\Omega = ka_0^2/x$, $\Omega_t = ka_t^2/x$ — числа Френеля соответственно передающей и приемной апертур; $d = x/(ka^2)$ — волновой параметр, определяющий ближнюю и дальнюю зоны для капли дождя радиуса a, $d_0 = x/(k\bar{a}^2)$.

Проведем анализ составляющей дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения гауссовского пучка, обусловленной вкладом дискретных рассеивателей. В случае плоской волны ($\Omega \to \infty$, $F \to \infty$) дисперсия смещений в плоскости резкого изображения (в гауссовской плоскости), т.е. при $\alpha = 0$, при распространении в монодисперсной ($p(a) = \delta(a - \bar{a})$) дискретной рассеивающей среде имеет вид

$$\sigma^2_{\text{дис, пл}} = 4\pi\frac{m_0 x F_t^2}{k^2}\left\{\frac{2[1 + 2(a_t/\bar{a})^2]^2 + 16d_0^2}{[1 + 2(a_t/\bar{a})^2]^2[(1 + 2(a_t/\bar{a})^2)^2 + 16d_0^2]}\right\}.$$

При распространении оптического излучения ($k \sim 10^5 \ldots 10^7$ м$^{-1}$) в дожде, когда $\bar{a} \sim 10^{-3}$ м, параметр $d_0 \gg 1$ уже для трасс с $x > 10$ м, поэтому для малых приемных апертур ($a_t < \bar{a}$) дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения плоской волны в дожде определяется простым аналитическим выражением

$$\sigma^2_{\text{дис, пл}} \simeq 4\pi\frac{m_0 x F_t^2}{k^2}. \tag{4}$$

Эта же характеристика для больших апертур ($a_t > \bar{a}$) имеет вид

$$\sigma^2_{\text{дис. пл}} \simeq 4\pi\frac{m_0 x F_t^2}{k^2}\,\beta\,[1 + 2(a_t/\bar{a})^2]^{-2}, \tag{5}$$

где

$$\beta = \begin{cases} 1 & \text{при } \Omega_t < 1, \\ 2 & \text{при } \Omega_t > 1. \end{cases}$$

Можно показать, что при $x = 10^2$ м, $F_t = 1$ м в условиях выпадения дождя средней интенсивности ($\bar{a} \sim 10^{-3}$ м, $m_0 \sim 10^3$ м$^{-3}$) величина $\sigma^2_{\text{дис.пл}}$ для $\lambda = 0{,}63$ мкм будет соответственно равна 10^{-8} м^2 ($a_t < \bar{a}$) 10^{-13} м^2 ($a_t = \bar{a}$) и 10^{-17} м^2 ($a_t = 100a$). При распространении в атмосфере инфракрасного излучения (например, с $\lambda = 10{,}6$ мкм) эффект влияния дискретных рассеивателей на дрожание изображения будет более значительным: $\sigma^2_{\text{дис.пл.}} \sim 10^{-5}$ м^2 при $a_t < \bar{a}$, при $a_t = 10\,\bar{a} \sim 10^{-10}$ м^2 и $\sim 10^{-14}$ м^2 при $a_t = 100\,\bar{a}$. Следует отметить, что для этих условий составляющая дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения, обусловленная турбулентными неоднородностями воздуха, при $C_\varepsilon^2 \sim 10^{-17} \ldots 10^{-13}$ м$^{-2/3}$ составляет $\sim 10^{-15} \ldots 10^{-11}$ м^2.

Таким образом, в атмосфере во время дождя в случае приема на апертуры с $a_t < 10$ см инфракрасного излучения флуктуации центра тяжести изображения оптического источника будут связаны только с наличием дискретных рассеивателей (капель дождя); для больших апертур ($a_t > 10$ см) основной вклад в дрожание оптического изображения будет вносить атмосферная турбулентность. Флуктуации центра тяжести изображения оптического излучения видимого диапазона ($\lambda < 10^{-6}$ м) будут определяться дискретными рассеивателями лишь для приемных апертур с $a_t < 1$ см.

При смещении плоскости наблюдения из плоскости параксиального изображения величина дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения оптического излучения $\sigma^2_{\text{дис.пл.}}(l)$ будет изменяться по закону

$$\frac{\sigma^2_{\text{дис. пл}}(l)}{\sigma^2_{\text{дис. пл}}} = \begin{cases} \dfrac{l^2}{F_t^2}\left[1+\dfrac{1}{2}\,\dfrac{x}{l}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)\Omega_t\,d_0^{-1}+\dfrac{x^2}{l^2}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)^2\Omega_t^2\right]^2 & \text{при } a_t<\bar{a}, \\ \dfrac{l^2}{F_t^2}\left[1+\dfrac{x}{l}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)\Omega_t^2+\dfrac{x^2}{l^2}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)^2\Omega_t^2\right] & \text{при } a_t>\bar{a},\ \Omega_t<1, \\ \dfrac{l^2}{F_t^2}\left[1+2\,\dfrac{x}{l}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)+2\,\dfrac{x^2}{l^2}\left(1-\dfrac{l}{F_t}\right)^2\right] & \text{при } a_t>\bar{a},\ \Omega_t>1. \end{cases}$$

Заметно, что с удалением от плоскости резкого изображения дисперсия дрожания изображения возрастает.

Учет влияния полидисперсности дискретной рассеивающей среды на дисперсию флуктуаций центра тяжести изображения оптического источника необходим лишь при $a_t = \bar{a}$, когда вместо (5) имеется соотношение

$$\sigma^2_{\text{дис. пл}} \simeq \pi\,\frac{m_0 x F_t^2}{k^2}\,\beta\,\frac{(\gamma+3)(\gamma+2)(\gamma+1)}{\gamma^3}\left(\frac{\bar{a}}{a_t}\right)^4,$$

где γ – параметр Г-распределения (γ = 1, 2, 3,...) [4], что, как видно, принципиально не изменяет результатов.

Приближенная оценка дисперсии дрожания изображения может быть получена также из простых качественных соображений. В.И. Татарским было показано [1], что для дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения световой волны можно дать следующую оценку:

$$\sigma^2 = \theta\,\frac{D_s(2a_t)\,F_t^2}{k^2\,(2a_t)^2},$$

где θ – константа; $D_s(\rho)$ – структурная функция флуктуаций фазы оптической волны. Так как в монодисперсной дискретной рассеивающей среде флуктуации фазы плоской волны определяются соотношением [14]

$$S(x,\ \rho) = \frac{1}{x}\cos\left(\frac{k\rho^2}{2x}\right)\operatorname{Im}\left\{f_0\left(k\bar{a}\,\frac{\rho}{x}\right)\right\},$$

где $f_0\left(k\bar{a}\dfrac{\rho}{x}\right)$ – индикатриса рассеяния оптической волны с волновым числом k на частице радиуса $\bar{a}$, то легко показать, что структурная функция флуктуаций фазы плоской волны равна

$$D_s(\rho) = 2m_0\int_0^x \frac{dx}{x}\iint_{-\infty}^{\infty} d\rho'\left\{1-\cos\left(\frac{k\rho'^2}{2x}\right)\cos\left(\frac{k(\rho'-\rho)^2}{2x}\right)\right\}f_0\left(k\bar{a}\,\frac{\rho'}{x}\right)f_0^*\left(k\bar{a}\,\frac{(\rho'-\rho)}{x}\right).$$

При малых значениях аргумента ($\rho < \bar{a}$) $D_s(\rho) \approx 2\pi m_0 x\rho^2$, т.е. при $a_t < \bar{a}$, дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения плоской волны имеет вид

$$\sigma^2 \simeq 2\pi\theta\,\frac{m_0 x F_t^2}{k^2}.$$

Сравнение с (4) показывает, что с точностью до коэффициента θ (θ = 2) при $a_t < \bar{a}$ эвристический и строгий расчеты совпадают.

Для сферической волны (Ω = 0) дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения в гауссовской плоскости (α = 0) приемной линзы записывается следующим образом:

$$\sigma^2_{\text{дис. сф}} = 4\pi\,\frac{m_0 x l^2}{k^2}\int_0^1 d\zeta\left\{\frac{\zeta^2}{[1+2\,(a_t/\bar{a})^2\,\zeta^2]^2}+\right.$$

$$+\frac{[1+2(a_t/\bar{a})^2\zeta^2]^2\zeta^2-16d_0^2(1-\zeta)^2\zeta^4}{[(1+2(a_t/\bar{a})^2\zeta^2)^2+16d_0^2(1-\zeta)^2\zeta^2]^2}\Bigg\}.$$

При $a_t < \bar{a}$

$$\sigma^2_{\text{дис. сф}} \simeq \frac{4\pi}{3}\frac{m_0 x l^2}{k^2}, \tag{6}$$

а при $a_t > \bar{a}$

$$\sigma^2_{\text{дис. сф}} \simeq \frac{\pi^2\beta}{2\sqrt{2}}\frac{m_0 x l^2}{k^2}\left(\frac{a_t}{\bar{a}}\right)^{-3}. \tag{7}$$

Таким образом, дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения, создаваемого точечным источником, при $a_t < \bar{a}$ в 3 раза меньше аналогичной характеристики изображения от плоской волны, но зато с увеличением a_t (при $a_t > \bar{a}$) $\sigma^2_{\text{дис.сф}}$ спадает медленнее, чем $\sigma^2_{\text{дис.пл.}}$ (соответственно по закону -3 и -4).

В случае коллимированного пучка ($F = \infty$) выражение для дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения светового пучка в дискретной рассеивающей среде имеет громоздкий вид, поэтому приведем только асимптотические представления для $\sigma^2_{\text{дис.}}$ $(F \to \infty)$. Для малых апертур ($a_t < \bar{a}$) имеют место две подобласти асимптотического поведения дисперсии дрожания изображения:

1. $\{\Omega_t, \Omega/(1+\Omega^2)\} < d_0^{-1} < 1$,

$$\sigma^2_{\text{дис}}(F \to \infty) \simeq 4\pi\frac{m_0 x l^2}{k^2}\frac{1/3+\Omega^2}{1+\Omega^2}, \tag{8}$$

2. $\Omega_t < d_0^{-1} < \Omega/(1+\Omega^2) < 1$,

$$\sigma^2_{\text{дис}}(F \to \infty) \simeq 4\pi\frac{m_0 x l^2}{k^2}\frac{\pi\sqrt{1+\Omega^2}}{8\sqrt{\Omega d_0}}. \tag{9}$$

Асимптотическая формула (8) переходит к случаю как сферической волны (6) при $\Omega \to 0$, так и плоской волны (4) при $\Omega \to \infty$. Однако условие $a_0/\sqrt{1+\Omega^2} < \bar{a} < \sqrt{x/k}$ не позволяет использовать ее при $\Omega \sim 1$. Как следует из (9), при $\Omega \sim 1$ происходит существенное уменьшение дисперсии дрожания изображения по сравнению с уровнем $\sigma^2_{\text{дис.пл.}}$ или $\sigma^2_{\text{дис.сф.}}$. Это происходит из-за того, что флуктуации оптического излучения в дискретной рассеивающей среде обусловлены экранировкой приемника частицами [4–13], и поэтому уменьшение вероятности попадания частиц в пучок (уменьшающийся с сужением рассеивающего объема) приводит к уменьшению флуктуаций оптического излучения. Для малых приемных апертур $\sigma^2_{\text{дис}}$ $(F = \infty)$ (8), (9) практически не зависит от размера приемной апертуры, т. е. присутствует «эффект насыщения дрожания изображения». С увеличением радиуса приемной апертуры ($a_t > \bar{a}$) происходит существенное уменьшение дисперсии дрожания изображения. В частности, при $d_0^{-1} < \Omega_t < \Omega/(1+\Omega^2) < 1\sigma^2_{\text{дис}}$ описывается формулой (9), а при $\{d_0^{-1}, \Omega/(1+\Omega^2)\} < \Omega_t < 1$ либо переходит к случаю сферической волны (7) для $\Omega < \bar{a}/a_t < 1$, либо – плоской (5) для $\Omega > \bar{a}/a_t$.

Для случая сфокусированного пучка ($F = x$) дисперсия флуктуаций центра тяжести изображения при малых приемных апертурах ($a_t < \bar{a}$) равна

$$\sigma^2_{\text{дис}}(F = x) \simeq \frac{4\pi}{3}\frac{m_0 x l^2}{k^2}(1+\Omega^2) \text{ при } \{\Omega_t,\ \Omega\} < d_0^{-1},$$

$$\text{и } \sigma^2_{\text{дис}}(F = x) \simeq 4\pi\frac{m_0 x l^2}{k^2}\frac{\pi}{8\sqrt{\Omega d_0}} \text{ при } \Omega_t < d_0^{-1} < \Omega.$$

Следует отметить, что из-за осреднения флуктуаций оптического излучения по передающей апертуре происходит резкое уменьшение дрожания изображения сфокусированного пучка. При приеме его на большие апертуры ($a_t > \bar{a}$) дисперсия смещения центра тяжести изображения мала. В частности, при

$\{\Omega, d_0^{-1}\} < \Omega_t < 1$ для $\Omega < \bar{a} / a_t$ $\sigma^2_{\text{дис}}(F = x) \simeq \sigma^2_{\text{дис.сф.}}$, а при $d_0^{-1} < \Omega_t < \{1, \Omega\}$ $\sigma^2_{\text{дис}}(F = x) \sim \dfrac{1}{\sqrt{\Omega d_0}}$.

В заключение приведем условие, когда вклад атмосферных осадков во флуктуации смещения центра тяжести изображения оптического пучка превышает вклад атмосферной турбулентности. Для плоской волны это выполняется при

$$a_t \lesssim \left(\frac{\pi}{0{,}28}\ \frac{m_0\bar{a}^4}{C_\varepsilon^2\ k^2}\right)^{3/11}.$$

Отсюда следует существенность влияния атмосферных осадков (дождя) на инфракрасное излучение практически при любых размерах приемных апертур, и лишь при малых апертурах ($a_t \lesssim 1$ см) — для оптического излучения видимого диапазона. Полученные в работе соотношения позволяют предложить новые методы дистанционных измерений оптических характеристик атмосферной турбулентности и осадков. Так, например, прием светового пучка одновременно на две апертуры (большую и маленькую) или двух оптических волн с различной длиной волны на одну апертуру позволяет измерять среднюю концентрацию капель дождя и структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха при выпадении осадков.

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Чен Б.Н. Флуктуации оптических изображений источников света и лоцируемых объектов в турбулентной атмосфере: Канд. дис. ... физ.-мат. наук. Томск: ИОА СО АН СССР. 1985. 14 с.
3. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
4. Лукин И.П. //Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 8. С. 1756.
5. Yura H.T., Barthel K.G., Büchteman W. //J. Opt. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 11. P. 1574.
6. Боровой А.Г., Крутиков В.А. //Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40. Вып. 4. С. 728.
7. Крутиков В.А. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 1. С. 84.
8. Крутиков В.А. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 12. С. 1434.
9. Крутиков В.А. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 3. С. 314.
10. Боровой А.Г. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 4. С. 391.
11. Лукин И.П. Флуктуации световой волны в рассеивающей среде. III. Сравнение теории с экспериментом. М., 1980. 32 с. Деп. в ВИНИТИ. № 32-80.
12. Лукин И.П. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 2. С. 144.
13. Лукин И.П. //Квантовая электроника, 1980. Т. 7. № 8. С. 1654.
14. Wang T.-i, Clifford S.F. //J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. № 8. P. 927.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
4 августа 1988 г.

I.P. Lukin, B.N. Chen. **Influence of Light Scattering in Rain on the Fluctuations of Optical Images.**

The paper presents a theoretical investigation of the random shifts of a linght beam image under the conditions of turbulent atmosphere and precipitation. Calculations of the image variance were made using solutions of the equation for the forth-order coherence function by perturbation method. The conditions have been determined under which the contribution of precipitation into the fluctuations of the image center of gravity exceeds that from the atmospheric turbulence. It is shown that the contribution from rain to the fluctuations of the IR beam center of gravity shifts is essential at any size of a receiving apperture.