ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том 32, № 9 РАДИОФИЗИКА 1989

УДК 621.373.826

ФЛУКТУАЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. В. Воробьев, Т. Г. Красильникова, Н. С. Тихонова

В приближении метода плавных возмущений рассчитаны спектры и структурные функции флуктуаций уровня и фазы лазерного излучения при его тепловом самовоздействии в турбулентной атмосфере. Изучена динамика спектров в широком интервале изменения пространственных частот. Исследованы области применимости геометрооптической и дифракционной асимптотик для расчетов флуктуаций излучения при самовоздействии.

Изменение флуктуаций импульсного излучения при тепловом самовоздействии изучалось ранее в работах [1–6]. Интерес к этому вопросу вызван практической потребностью учета совместного влияния турбулентных неоднородностей и неоднородностей, возникающих при нагреве среды излучением, на его характеристики при распространении в атмосфере. Достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально к настоящему времени исследовано изменение флуктуаций при тепловом самовоздействии на коротких лабораторных трассах [1, 4–6]. Расчеты флуктуаций при этом можно проводить в приближении геометрической оптики. Что касается влияния дифракции излучения на неоднородностях, которое существенно на атмосферных трассах, к настоящему времени имеются лишь качественные оценки этого влияния, основанные на асимптотических формулах [2, 5, 6], применимость которых в достаточной мере не исследована. Аналитически эту задачу решить не удается. В работе [3] было проведено численное исследование самовоздействия пучков в турбулентной среде методом статистических испытаний. Подробно исследованы флуктуации в пучках, радиусы которых a сравнимы с минимальными масштабами неоднородностей l_0 $(a/l_0) = 2\div3)$. Большой объем вычислений, обусловленный многократным решением стохастического уравнения с четырьмя независимыми переменными, не позволил, однако, провести исследования самовоздействия широких пучков $(a/l_0 \gg 1)$, когда, согласно оценкам, должны проявиться эффекты усиления флуктуаций. В настоящей работе для расчета изменения флуктуаций используется численный метод решения уравнений плавных возмущений. Предположение о статистической однородности флуктуаций позволяет свести расчеты к нахождению решения детерминированного уравнения двух независимых переменных.

В предположениях о том, что 1) длительность лазерного импульса $\tau_{имп}$ удовлетворяет соотношению $\tau_{зв} \ll \tau_{имп} \ll \tau_{турб}$, где $\tau_{зв}$ — время пробега звука через поперечное сечение лазерного пучка, $\tau_{турб}$ — характерное время турбулентных пульсаций; 2) ширина лазерного пучка много больше размеров турбулентных неоднородностей; 3) коэффициент ослабления энергии излучения из-за поглощения и рассеяния α мал, уравнения для спектральных компонент флуктуаций логарифма амплитуды χ и фазы φ излучения имеют вид

$$\frac{\partial^2\chi}{\partial z^2} + \frac{\varkappa^4}{4k^2}\chi + \varkappa^2 q^2 \int\limits_0^t \chi(z, \varkappa, t')dt' = \frac{\varkappa^2}{4\varepsilon_0}\varepsilon_1(z, \varkappa); \qquad (1)$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}+\frac{\varkappa^4}{4k^2}\chi+\varkappa^2 q^2\int\limits_0^t \varphi(z,\varkappa,t')\,dt'=\frac{k}{2\varepsilon_0}\frac{\partial\varepsilon_T(z,\varkappa)}{\partial z}, \qquad (2)$$

где $\varkappa$ — поперечный волновой вектор возмущений, k — волновое число светового излучения в среде, z — координата, вдоль которой распространяется пучок, ε_0 и ε_1 — соответственно средняя и флуктуационная части диэлектрической проницаемости, $q^2=\frac{1}{2\varepsilon_0}\left|\frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\right|\frac{\alpha I_0}{\rho_0 c_p}$, α — коэффициент поглощения, I_0 — плотность мощности световой волны, ρ_0, c_p — плотность и теплоемкость среды.

Перейдем в уравнениях (1), (2) к переменной $x=z/L$, где L — длина трассы, и введем параметры $\varkappa^2L/2k=R$, $p=2kq^2L$. Уравнения будут иметь вид

$$\frac{\partial^2\chi}{\partial x^2}+R^2\chi+Rp\int\limits_0^t \chi\,dt'=\frac{kRL}{2\varepsilon_0}\varepsilon_1; \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+R^2\varphi+Rp\int\limits_0^t \varphi\,dt'=\frac{kL}{2\varepsilon_0}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x}. \qquad (4)$$

Решение уравнений (3), (4) можно записать в виде

$$\chi(x,\varkappa,z)=\frac{kRL}{2\varepsilon_0}\int\limits_0^x g_1(x-x',R,t)\,\varepsilon_1(x',\varkappa)\,dx'; \qquad (5)$$

$$\varphi(x,\varkappa,z)=\frac{kL}{2\varepsilon_0}\int\limits_0^x g_2(x-x',R,t)\,\varepsilon_1(x',\varkappa)\,dx', \qquad (6)$$

где функции $g_{1,2}$ являются решениями однородного уравнения

$$\frac{\partial^2 g_{1,2}}{\partial x^2}+R^2 g_{1,2}+Rp\int\limits_0^t g_{1,2}(x,t')\,dt'=0 \qquad (7)$$

с граничными условиями

$$g_1(0,R,t)=0,\quad \partial g_1/\partial x|_0=1; \qquad (8)$$

$$g_2(0,R,t)=1,\quad \partial g_2/\partial x|_0=0. \qquad (9)$$

Используя приближение δ-коррелированных по z, однородных и изотропных флуктуаций $\varepsilon_1(z,\varkappa)$ [7],

$$\langle\varepsilon_1(z_1,\varkappa_1)\,\varepsilon_1^*(z_2,\varkappa_2)\rangle=2\pi\Phi_\varepsilon(\varkappa)\,\delta(z_1-z_2)\,\delta(\varkappa_1-\varkappa_2),$$

для спектров флуктуаций величин χ и φ получим выражения

$$\langle\chi(x,\varkappa_1,t)\,\chi^*(x,\varkappa_2,t)\rangle=F_\chi(x,\varkappa,t)\,\delta(\varkappa_1-\varkappa_2),$$

$$F_\chi(x,\varkappa,t)=\frac{\pi k^2L}{2\varepsilon_0^2}u_1(x,R(\varkappa),t),\quad u_1(x,R,t)=R^2\int\limits_0^x g_1^2(x',R,t)\,dx'; \qquad (10)$$

$$\langle\varphi(x,\varkappa_1,t)\,\varphi^*(x,\varkappa_2,t)\rangle=F_\varphi(x,\varkappa,t)\,\delta(\varkappa_1-\varkappa_2),$$

$$F_\varphi(x,\varkappa,t)=\frac{\pi k^2L}{2\varepsilon_0^2}\varphi_\varepsilon(\varkappa)u_2(x,R,t),\quad u_2(x,R,t)=\int\limits_0^x g_2^2(x',R,t)dx'. \quad (11)$$

При $p=0$, $g_1(x,R)=\sin(Rx)/R$, $g_2(x)=\cos(Rx)$ $u_{1,2}=(x/2)(1\mp\mp\sin(2Rx)/(2Rx))$. Выражения (10), (11) при этом совпадают с соответствующими выражениями для флуктуаций интенсивности и фазы волны в линейной турбулентной среде [7].

Рассмотрим вначале изменение спектров при малых волновых числах $\varkappa\to0$ (геометрическая оптика) и при больших R (дифракционная зона). В рамках применимости геометрической оптики при $R\ll1$ [6]

$$g_1(x,R,t)=x\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n(x^2Rpt)^n/[(2n+1)!n!]\ ; \quad (12)$$

$$g_2(x,R,t)=\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n(x^2Rpt)^n/[(2n)!n!]; \quad (13)$$

$$u_1(x,R,t)=(x^3R^2/3)f_\chi(x\sqrt{Rpt})\ ; \quad (14)$$

$$u_2(x,R,t)=xf_\varphi(x\sqrt{Rpt})\ , \quad (15)$$

где функции f_χ, f_φ являются отношениями флуктуаций в нелинейной среде к флуктуациям в линейной среде (при $p=0$). Они изображены на рис. 1.

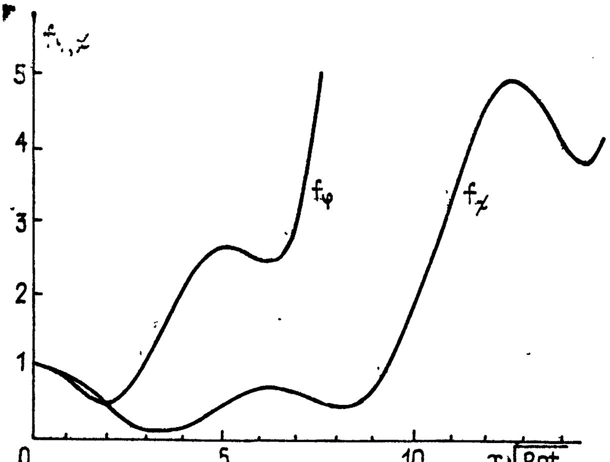

Рис. 1. Функции влияния нелинейности на спектры флуктуаций амплитуды f_χ и фазы f_φ, рассчитанные в приближении геометрической оптики.

В зоне дифракции $R\gg1$ асимптотики функций $g_{1,2}$ можно найти используя преобразование Лапласа по времени. Для изображений функций $g_{1,2}(s)=\int\limits_0^\infty g_{1,2}(t)e^{-st}dt$ имеем выражения

$$g_1(x,R,s)=s^{-1}(R^2+Rp/s)^{-1/2}\sin(x\sqrt{R^2+Rp/s})\ ; \quad (16)$$

$$g_2(x,R,s)=s^{-1}\cos(x\sqrt{R^2+Rp/s}\ ). \quad (17)$$

Ограничиваясь в разложении квадратного корня по R при $R\to\infty$ двумя членами $\sqrt{R^2+Rp/s}=R+p/(2s)$, будем иметь

$$g_1(x,R,s)=(Rs+p/2)^{-1}[\sin Rx\cos(px/2s)+\cos Rx\sin(px/2s)]\ ,$$

$$\tilde{g}_2(x, \tilde{R}, s) = s^{-1}[\cos \tilde{R}x \cos(px/2s) - \sin \tilde{R}x \sin(px/2s)].$$

При обращении преобразования Лапласа воспользуемся следующим соотношением [8]: изображению $F(s) = s^{-1}\exp(-k/s)$ соответствует оригинал $f(t) = J_0(2\sqrt{kt})$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Поэтому оригиналами изображений

$$F_1(s) = s^{-1}\cos(px/2s), \quad F_2(s) = s^{-1}\sin(px/2s)$$

будут функции

$$f_1(t) = \frac{1}{2}\left[J_0(\sqrt{-2ipxt}) + J_0(\sqrt{2ipxt})\right]; \tag{18}$$

$$f_2(t) = \frac{1}{2i}\left[J_0(\sqrt{-2ipxt}) - J_0(\sqrt{2ipxt})\right]. \tag{19}$$

Кроме того, выполняются соотношения

$$F_3(s) = \cos(px/2s) - 1 = sF_1(s) - f_1(0),$$

$$F_4(s) = \sin(px/2s) = sF_2(s) - f_2(0),$$

из которых следует

$$f_3(t) = \frac{df_1}{dt}, \qquad f_4(t) = \frac{df_2}{dt}. \tag{20}$$

Воспользовавшись формулами (18)—(20), для функций $g_{1,2}$ получим выражения

$$g_2(x, R, t) = f_1(x, t)\cos Rx - f_2(x, t)\sin Rx; \tag{21}$$

$$g_1(x, R, t) = \frac{1}{R}\left\{\sin Rx\left[f_1(x, t) - \frac{p}{2R}\int_0^t \exp\left(-\frac{p(t-t')}{2R}\right)f_1(x, t')dt'\right] + \right. \tag{22}$$

$$\left. + \cos Rx\left[f_2(x, t) - \frac{p}{2R}\int_0^t \exp\left(-\frac{p(t-t')}{2R}\right)f_2(x, t')dt'\right]\right\}.$$

При выводе выражения (22) использована теорема о свертке и учтено, что оригиналом для изображения $F(s) = (s+p/2R)^{-1}$ является $\exp(-pt/2R)$. При условии $pt/2R \ll 1$ можно пренебречь интегралами в выражении (22) и записать его в виде

$$g_1(x, R, t) = (1/R)[f_1(x, t)\sin Rx + f_2(x, t)\cos Rx]. \tag{23}$$

(Отметим, что, поскольку при $x \to 0$ $f_1(x, t) \approx 1 - p^2x^2t^2/16$, $f_2(x, t) \approx \approx pxt/2$, граничное условие $(\partial g_1/\partial x)_0 = 1$, которое выполняется для выражения (22) точно, для (23) выполняется только приближенно, с ошибкой порядка $pt/2R$.)

Расчеты функций u_1, u_2 по формулам (10), (11), (21), (23) эффективно проводить, используя разложения функций f_1, f_2 в ряды

$$f_1(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\xi^{2n}/(2n!)^2, \quad f_2(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\xi^{2n+1}/((2n+1)!)^2. \tag{24}$$

Итак, в области малых ($R \to 0$) и больших ($R \to \infty$) волновых чисел возмущений спектры флуктуаций интенсивности u_1 и фазы u_2 несложно рассчитать, используя разложение функций влияния тепловой нелинейности f_1, f_2 в однократные ряды, которые быстро сходятся. При произвольных значениях волновых чисел R можно попытаться использовать для исследования влияния нелинейности на флуктуации разложения в двукратные ряды [6]. Опыт использования таких разложений показал, что из-за медленной сходимости двукратных рядов их применение эффективно лишь в случае слабых нелинейных эффектов.

Более эффективным является в этом случае расчет функций $g_{1,2}$ с помощью численного интегрирования уравнения (7). Используя метод Симпсона для вычисления интеграла по времени и метод Рунге—Кутта по координате x (оба эти метода имеют одинаковую точность), запишем уравнения для g_1 и u_1 в виде системы

$$
\begin{gathered}
\frac{dy_N}{dx}=y_{N+M}, \quad y_N(0)=0, \quad y_N=g_1(N\tau), \\
\frac{dy_{N+M}}{dx}=-R^2 y_N-\frac{Rp\tau}{3}F_N, \quad y_{M+N}(0)=1, \quad y_{M+N}=\frac{dg_1(N\tau)}{dx}, \qquad (25) \\
\frac{dy_{N+2M}}{dx}=y_N^2 R^2, \quad y_{N+2M}(0)=0, \quad y_{N+2M}=u_1,
\end{gathered}
$$

$N=0, 1, 2, \ldots, M$, τ — шаг интегрирования по времени. Функции F_N в этих уравнениях задаются рекуррентными соотношениями

$$
\begin{gathered}
F_0=0, \quad F_1=(1/8)(9y_0+19y_1-5y_2+y_3), \\
F_N=F_{N-2}+y_{N-2}+4y_{N-1}+y_N \text{ при } N\geqslant 2.
\end{gathered} \qquad (26)
$$

Аналогичный вид имеет система уравнений для функций g_2, u_2. Уравнения для g_2 отличаются от (25) только начальными условиями $y_N(0)=1$, $y_{N+M}(0)=0$, а уравнение для u_2 будет

$$
\frac{du_{2,N}}{dx}=y_N^2, \quad u_{2,N}(0)=0. \qquad (27)
$$

Вычисления проводились с шагом по времени $\tau=3/p$ (для контроля точности также с шагом $\tau=6/p$) и с шагом по координате x, равным $h=(2k+10p\tau/3)^{-1}$ ($k=16R/\pi$, значения параметров R выбирались кратными числу $\pi/16$). Результаты расчетов функций u_1, u_2 представлены на рис. 2—5. С увеличением параметра pt, характеризующего влияние нелинейности, происходит подавление крупномасштабных флуктуаций и усиление мелкомасштабных. Область значений величины R (пропорциональной квадрату волнового числа $\varkappa$), в которой флуктуации ослабляются, уменьшается с ростом нелинейности, и, напротив, область, где происходит усиление, расширяется в сторону малых значений R. В предельном случае больших R усиление флуктуаций происходит равномерно по спектру, как это предсказывает дифракционная асимптотика. Выход на асимптотику замедляется с увеличением нелинейности. Анализ численных результатов показывает, что для R в диапазоне $8\pi\leqslant R\leqslant 32\pi$ максимальные, минимальные и средние значения функций $u_{1,2}$ с точностью, не меньшей 1%, можно рассчитывать по приближенным формулам

$$
u_{1,2}^{\max}=u_{\text{д}}\left(1-\frac{R_{1,2}^{\max}}{R}\right), \quad u_{1,2}^{\min}=u_{\text{д}}\left(1-\frac{R_{1,2}^{\min}}{R}\right), \quad \bar{u}_{1,2}=u_{\text{д}}\left(1-\frac{\overline{R}_{1,2}}{R}\right), \qquad (28)
$$

где $u_{\text{д}}$ — предельные стационарные значения, даваемые дифракционной асимптотикой, одинаковые для амплитудных и фазовых флуктуаций, $R_{1,2}$ — характерные интервалы выхода на асимптотики. Значения этих параметров для расчетных режимов приведены в табл. 1.

На рис. 4, 5 приведены результаты расчетов спектров с учетом дифракции и по формулам геометрической оптики. Как видно из этих данных, приближение геометрической оптики можно использовать для рас-

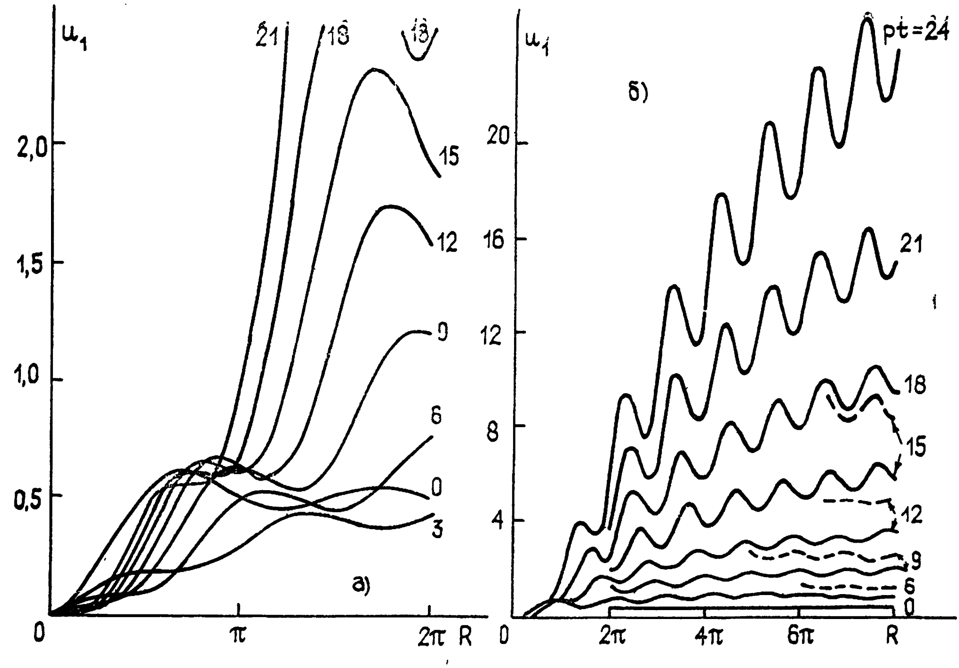

Рис. 2.

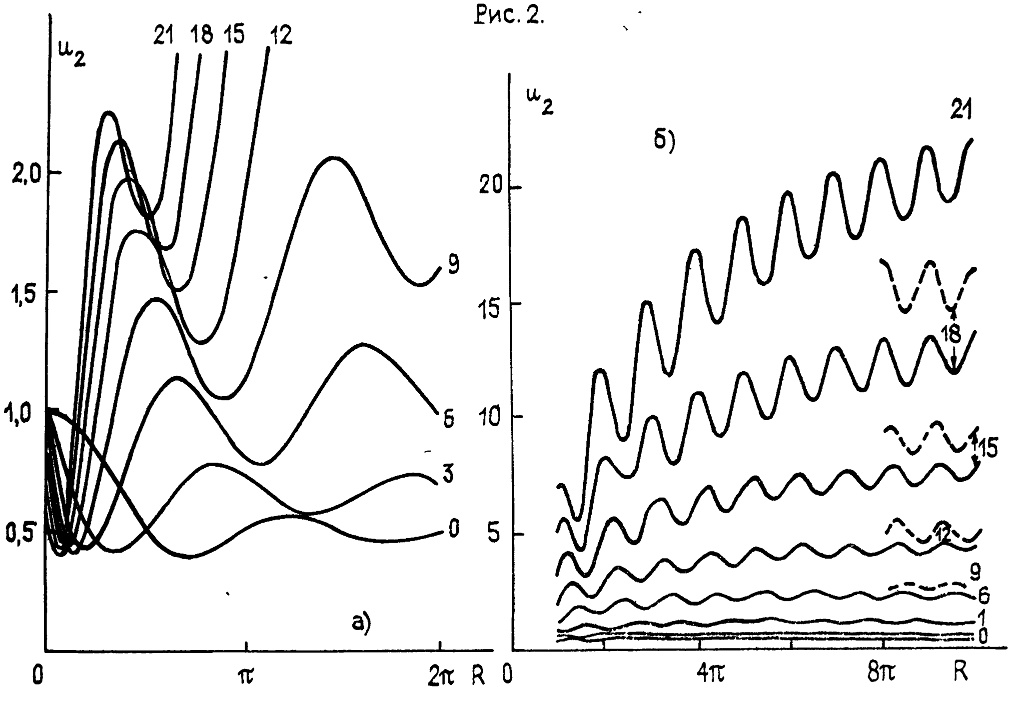

Рис. 3.

Рис. 2. Функции влияния нелинейности на спектр флуктуаций логарифма амплитуды, полученные в результате численного интегрирования уравнений (7) (сплошные линии) и по формулам для дифракционной асимптотики (штриховые линии). Цифры у кривых — значения параметра *pt*.

Рис. 3. Функции влияния нелинейности на спектр флуктуаций фазы. Обозначения как на рис. 2.

четов флуктуаций только в области небольших волновых чисел, когда величина $R \leqslant \pi/4$. Отметим, что с увеличением нелинейности область

Таблица 1

Значения параметров выхода на дифракционную асимптотику

pt	3	6	9	12	15	18
$u_д$	0,693	1,366	2,638	4,982	8,998	15,655
R_1^{max}	2,08	3,41	4,76	6,05	7,24	8,53
R_1^{min}	3,52	5,55	7,24	8,88	10,30	11,73
$\overline{R}_1 = \frac{R_1^{max} + R_1^{min}}{2}$	2,80	4,48	6,00	7,47	8,77	10,13
R_2^{max}	—0,31	0,39	1,13	2,16	3,13	4,24
R_2^{min}	1,19	2,39	3,72	5,16	6,41	7,69
$\overline{R}_2 = \frac{R_2^{max} + R_2^{min}}{2}$	0,44	1,39	2,43	3,66	4,77	5,97

применимости геометрической оптики не расширяется. Этот вывод подтверждается и расчетами регулярной тепловой дефокусировки [6], но не совпадает с выводом, который следует из анализа дефокусировки в безаберрационном приближении.

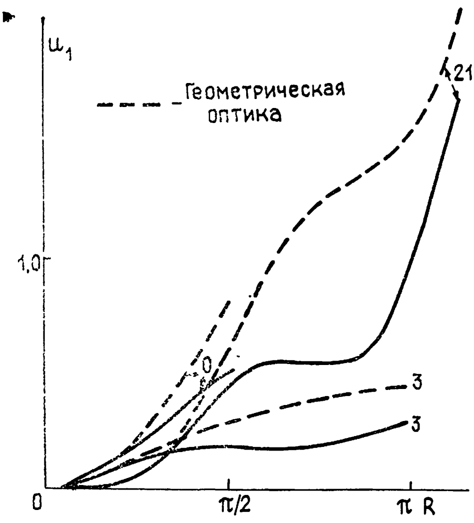

Рис. 4.

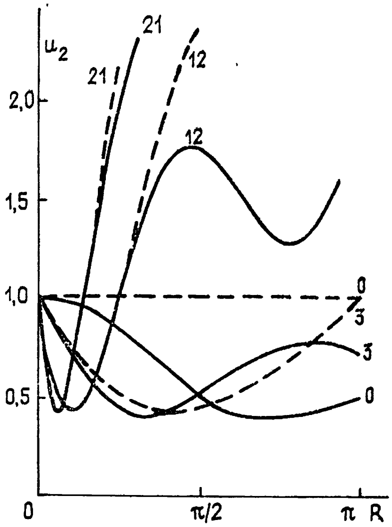

Рис. 5.

Рис. 4. Функции u_1, рассчитанные с помощью численного интегрирования уравнения (7) (сплошные линии) и в геометрооптическом приближении (штриховые линии).
Рис. 5. Функции u_2. Обозначения как на рис. 4. (Числа у кривых, значения величины pt.)

На рис. 6—8 представлены результаты расчета с использованием спектров $u_{1,2}$ и спектра флуктуаций ε_1 в виде

$$\Phi_\varepsilon = A\varkappa^{-11/3}, \quad A = 0{,}033\, C_\varepsilon^2 \tag{29}$$

(где C_ε^2 — структурная постоянная флуктуаций ε_1), функций

$$\sigma^2 = \int_0^\infty R^{-11/6} u_1(R)\, dR; \tag{30}$$

$$D_{1,2}(v) = \int_0^{\infty} R^{-11/6} u_{1,2}(R)\,[1 - J_0(v\sqrt{R})]\,dR\,; \tag{31}$$

$$D(v) = D_1(v) + D_2(v)\,, \tag{32}$$

пропорциональных соответственно дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды $\sigma_\chi^2 = B\sigma^2$, $B = \pi^2 \cdot 2^{-11/6} A k^{7/6} L^{11/6}$, структурной функции флуктуаций логарифма амплитуды $D_\chi(\rho) = 2BD_1(\rho\sqrt{2k/L})$, фазы $D_\varphi(\rho) = 2BD_2(\rho\sqrt{2k/L})$ и функции $D(v)$, которая определяет радиус когерентности излучения $\rho_\text{к}$, согласно соотношению

$$2BD(\rho_\text{к}\sqrt{2k/L}) = D_\chi(\rho_\text{к}) + D_\varphi(\rho_\text{к}) = 1\,. \tag{33}$$

При спектре флуктуаций ε_1 вида (29) основной вклад во флуктуации фазы и интенсивности излучения вносят крупномасштабные неод-

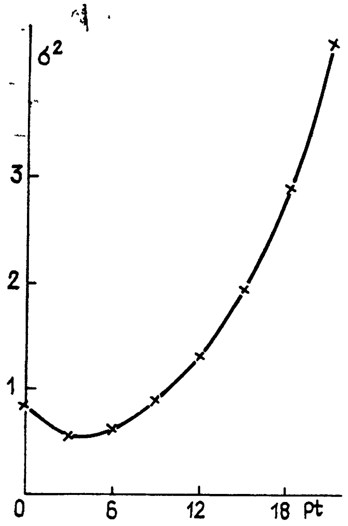

Рис 6

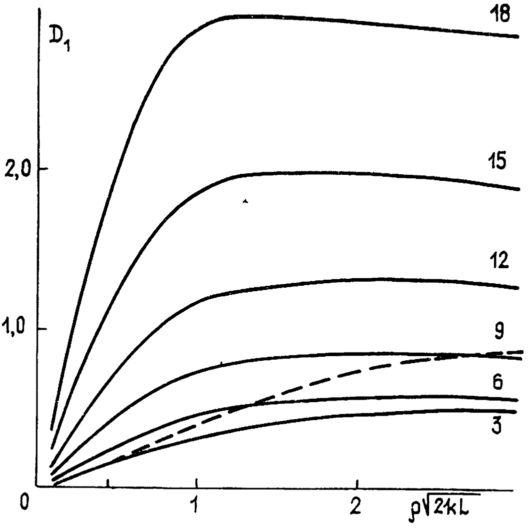

Рис 7

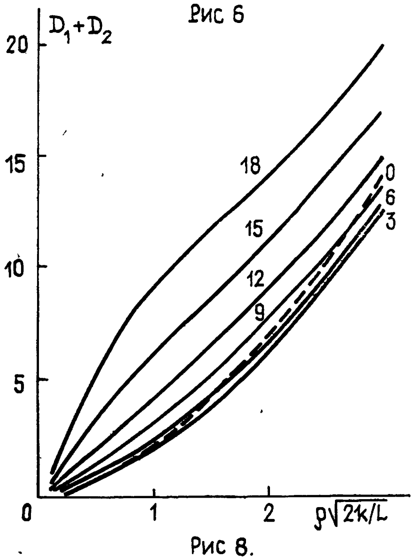

Рис 8.

Рис. 6. Дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды как функция времени.

Рис. 7. Структурные функции флуктуаций логарифма амплитуды D_1.

Рис. 8. Структурная функция $D = D_1 + D_2$, определяющая радиус когерентности излучения.

нородности. Влияние нелинейности при этом проявляется слабее, чем в случае геометрической оптики, когда на флуктуациях интенсивности более существенно сказываются мелкомасштабные неоднородности. Минимум дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды $\sigma^2_{\min}(pt)$ в том случае, когда существенна дифракция, составляет приблизительно 0,63 $\sigma^2(0)$, в то время как в геометрической оптике [1] $\sigma^2_{\min}(t)/\sigma^2(0) = 0{,}4$.

С увеличением нелинейности, характеризуемой параметром pt, все более заметным становится влияние на дисперсию и структурную функцию флуктуаций χ усиление мелкомасштабной части спектра. Оно приводит к увеличению величины σ^2 и к уменьшению радиуса корреляции флуктуаций интенсивности $\rho_\text{кор}$. Если, например, определить $\rho_\text{кор}$ по половинному уровню структурной функции $D_1(\rho_\text{кор}) = (1/2)D_1(\infty)$, то изменение $\rho_\text{кор}$ со временем в диапазоне изменения $6 \leqslant pt \leqslant 21$ с точностью не меньше

10% описывается формулой

$$\rho_{кор}(pt) = \rho_{кор}(0)(1+pt/8)^{-1}. \qquad (34)$$

Структурная функция $D(\rho) = D_\chi(\rho) + D_\varphi(\rho)$ при аргументах $\rho \leqslant \sqrt{L/2k}$ увеличивается со временем. Уменьшение этой функции заметно лишь при величинах разноса точек наблюдения ρ, бо́льших радиуса зоны Френеля $\sqrt{L/2k}$. Однако и в этом случае уменьшение функции $D(\rho)$ и, соответственно, увеличение радиуса когерентности, как это видно из рис. 8, мало́, составляет не более 10%.

Выводы. Флуктуации показателя преломления, инициируемые тепловым воздействием излучения на среду, приводят к изменению спектров флуктуаций уровня и фазы световой волны, вызываемых турбулентностью атмосферы. Крупномасштабная часть спектров ослабляется, мелкомасштабная усиливается, причем с увеличением энергии в пучке интервал пространственных частот, в котором флуктуации ослабляются, сужается. Соответственно изменяются и структурные функции флуктуаций. Для значений аргументов ρ этих функций, меньших радиуса первой зоны Френеля $\sqrt{L/2k}$, тепловая нелинейность приводит к увеличению структурных функций $D_{\varphi,\chi}$ с увеличением энергии излучения. При $\rho \gg \sqrt{L/2k}$ зависимости $D_{\varphi,\chi}$ от энергии немонотонны, вначале флуктуации ослабляются, затем усиливаются. Эффекты уменьшения дисперсии флуктуаций уровня и улучшения когерентности на протяженных трассах проявляются слабее, чем на коротких трассах. Область применимости геометрооптической асимптотики для расчетов флуктуаций излучения не зависит от величины нелинейности и определяется условием $\varkappa^2 z/2k \leqslant \pi/4$. Выход на дифракционную асимптотику с увеличением нелинейности замедляется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С и др. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 3. С. 545.
2. Гочелашвили К. С., Чашей И. В., Шишов В. И. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 10. С. 2077.
3. Кандидов В. П, Леденев В. И. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 873.
4. Бабиченко С. Н., Кандидов В. П, Мякинин В. А., Шленов С. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 11. С. 2183.
5. Воробьев В. В., Мякинин В. А., Степашкин В. Н., Тихонова Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 1. С. 58.
6. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. — М.: Наука, 1987. — 200 с.
7. Рытов С. М, Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. — М : Наука, 1978. Т. 2. — 464 с
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1974. — 832 с.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
1 февраля 1988 г.

FLUCTUATION OF PULSED LASER RADIATION UNDER THERMAL SELF-ACTION IN TURBULENT ATMOSPHERE

V. V. Vorob'ev, T. G. Krasil'nikova, N. S. Tikhonova

The spectrum and structure function of log-amplitude and phase fluctuations of the laser radiation under thermal blooming are calculated on the base of smooth perturbation method. Dynamics of spectra is studied in a wide interval of fluctuation spatial size. The applicability ranges of geometric-optical and diffraction asymptotics for calculation of fluctuations are investigated