

Р.Х. Алмаев, А.Г. Слесарев

Стохастизация мощности лазерного пучка при нелинейном распространении в капельном аэрозоле

Институт экспериментальной метеорологии, г.Обнинск Калужской обл.

Поступила в редакцию 6.03.2001 г.

Представлены результаты исследования динамики статистических характеристик мощности лазерного пучка при воздействии на капельную аэродисперсную среду с детерминированными параметрами излучением с флуктуирующей интенсивностью. Показано, что за счет нелинейных процессов происходит «раскачка» исходных флуктуаций интенсивности излучения и в результате случайные изменения мощности пучка на конце трассы могут значительно превосходить начальные значения.

Распространение электромагнитной волны в реальных средах (к каковым относится, например, турбулентная атмосфера), как известно, сопровождается изменением ее статистических характеристик. Информация об этих изменениях является весьма важной в прикладных задачах, в частности, при дистанционном измерении и контроле параметров случайной среды. Так, при распространении излучения в прозрачных случайных средах исследование статистических моментов интенсивности и фазы волны позволяет определять как величину, так и спектр флуктуаций показателя преломления среды. Учет случайных вариаций параметров излучения необходим также при анализе изменения эффективных размеров и смещений центра тяжести волновых пучков.

В общем случае реальные среды характеризуются пульсациями как действительной (показатель преломления), так и мнимой (показатель поглощения или усиления) составляющих диэлектрической проницаемости ϵ . Исследование линейного распространения излучения в таких средах показало (см., например, [1–3]), что наличие флуктуаций мнимой части ϵ приводит не только к дополнительным изменениям традиционных при анализе переноса волны в прозрачных случайных средах характеристик (дисперсия и функция распределения флуктуаций интенсивности), но и к появлению пульсаций такой характеристики, как полный поток излучения (мощность). Это обстоятельство является важным для ряда практических задач, и его необходимо учитывать, в частности, при расчетах эффективных параметров лазерных пучков (таких, как уширение, смещение энергетического центра, дисперсия дрожания), поскольку указанные характеристики определяются через пространственные моменты нормированной на мощность интенсивности излучения в отдельной реализации. Существенна роль пульсаций мощности и в задачах регистрации оптических полей. В этой ситуации нерегулярность потока излучения, падающего на прием-

ное устройство, вызывает дополнительные к дробовым флуктуации фототока.

Еще более значительным эффект стохастизации мощности может оказаться при нелинейном распространении волны в диссипативных (усиливающих) средах. В этом случае самовоздействие волны существенно изменяет условия прохождения ее через среду, поскольку не только среда оказывает воздействие на излучение, но и излучение вызывает трансформацию параметров среды. Более того, среда с первоначально детерминированными параметрами может быть хаотизирована падающим на нее интенсивным потоком излучения. Такого рода задача, а именно эволюция стохастизации мощности излучения с флуктуирующей (на выходе из источника) интенсивностью при нелинейном переносе волны в диссипативной среде с изначально детерминированными параметрами, и будет рассмотрена в настоящей работе на примере распространения мощного лазерного пучка в капельном аэрозоле. В этом случае, как известно (см., например, [4, 5] и ссылки в них), воздействие интенсивным лазерным излучением на аэрозольную среду характеризуется эффектом просветления и возникновением в просветляемой среде (за счет различных механизмов хаотизации) флуктуаций мнимой части ϵ_I диэлектрической проницаемости, сравнимых с пульсациями ϵ_R — действительной составляющей ϵ среды [4–9].

Будем исследовать динамику флуктуаций мощности P лазерного пучка с заданными начальными пульсациями интенсивности при просветлении капельной аэрозольной среды с детерминированными параметрами. Отметим, что такое исследование имеет не только самостоятельный интерес, но и необходимо при решении задач расчета эффективных параметров лазерных пучков в диссипативных случайных средах.

Пусть на капельную аэродисперсную среду с детерминированными параметрами, занимающую полупространство $z \geq 0$, падает пучок импульсного лазер-

ного излучения, хорошо поглощаемого каплями, с флуктуирующей интенсивностью \tilde{I}_0 . Будем рассматривать случай, когда длительность импульса $t_{\text{и}}$ выбрана значительно меньшей, чем время ветрового замыкания зоны взаимодействия излучений со средой. В этой ситуации процесс воздействия излучением на капельный аэрозоль можно описать системой уравнений, включающей уравнение для комплексной амплитуды u электромагнитной волны

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \Delta_{\perp} u + k^2 [\varepsilon_R(I) + i\varepsilon_I(I)] u = 0, \quad (1)$$

уравнение теплопереноса

$$\frac{\partial T}{\partial t} = (\rho_{\text{в}} c_{\text{р}})^{-1} \int_0^{\infty} dR (1 - \beta_{\text{т}}) \times \\ \times \sigma_{\text{п}}(R) I(\mathbf{r}, R, t) f(\mathbf{r}, R, t), \quad (2)$$

уравнение для функции f распределения капель по размерам, учитывающее возможность регулярного и взрывного разрушения конденсированной фазы аэрозоля:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(fR)}{\partial R} = \int_{R_{\text{п}}}^{\infty} dR' \phi(R', R) f(\mathbf{r}, R', t) \delta(t - t_{\text{в}}(R', I)) - \\ - f(\mathbf{r}, R, t) \delta(t - t_{\text{в}}(R, I)) \theta(R - R_{\text{п}}(I)), \quad (3)$$

уравнение испарения отдельной капли радиуса R

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = -\beta_{\text{т}} K_{\text{п}}(R) I / 4\pi \rho_{\text{к}} L \quad (4)$$

с начальными и граничными условиями

$$u(\mathbf{p}, z, t) \Big|_{z=0} = (I_0(\mathbf{p}))^{1/2} e^{i\tilde{s}_0(\mathbf{p})} \theta(t_{\text{и}} - t); \\ T \Big|_{t=0} = T_0; \\ f(\mathbf{r}, R, t) \Big|_{t=0} = f_0(R); \\ R \Big|_{t=0} = R_0. \quad (5)$$

В соотношениях (1) – (5) принято: $\varepsilon_R = \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} (T - T_0)$ – изменение действительной части диэлектрической проницаемости среды, обусловленное нагревом среды излучением; $\varepsilon_I = \frac{1}{k} \alpha(I)$ – мнимая составляющая ε ; k – волновое число; $\alpha(I) = \int_0^{\infty} dR \sigma_e(R) \times f(\mathbf{r}, R, t)$, σ_e – сечение ослабления излучения каплей радиуса R ; $\rho_{\text{в}} c_{\text{р}}$ – теплоемкость единицы объема воздуха; $I = \frac{c |u|^2}{8\pi}$ – интенсивность излучения; c – скорость света; $\mathbf{r} = (\mathbf{p}, z)$; $\mathbf{p} = (x, y)$ – радиус-вектор точки в плоскости, перпендикулярной оси z ; t – время; $\sigma_{\text{п}}(R)$, $K_{\text{п}}(R)$ – сечение и фактор поглощения излучения каплей радиуса R ; $\beta_{\text{т}}$ – фактор эффективности

испарения капли, в общем случае зависящий от интенсивности излучения и размера капли и определяемый путем решения системы уравнений сохранения энергии и массы капли в потоке радиации [4]; $\phi(R, R')$ – функция распределения осколков взрыва капли радиуса R по размерам R' ; $t_{\text{в}}$ – время разогрева капли до температуры взрывного дробления; $R_{\text{п}}(I)$ – пороговое значение радиуса взрывающихся капель для заданной величины интенсивности I излучения; $\rho_{\text{к}}$, L – плотность и удельная теплота испарения капли; T_0 , f_0 , R_0 – начальные (до воздействия) значения температуры среды, функции распределения капель и радиуса капли; \tilde{s}_0 – начальное распределение фазы волны; $\delta(x)$, $\theta(x)$ – дельта- и тета-функции. Величины $t_{\text{в}}(I)$, $R_{\text{п}}(I)$, определяющие условия реализации взрыва отдельной капли в поле излучения с интенсивностью I , находятся расчетным путем или из экспериментальных данных (см., например, [4]).

Из приведенной системы видно, что нерегулярность изменений интенсивности падающего на среду излучения приводит к нерегулярности процесса разрушения капельной фракции среды (причем непосредственно со входного слоя) и к возникновению флуктуаций мнимой и действительной составляющих ε , которые до воздействия были детерминированы. Последние, в свою очередь, будут влиять на статистические характеристики комплексной амплитуды волны (см. уравнение (1)).

Решение поставленной задачи можно провести либо численно на основе вышеприведенной системы уравнений, либо аналитически, выполнив соответствующие упрощения.

Остановимся вначале на аналитическом варианте. Прежде всего, заметим, что для случая линейного распространения волны в турбулентной поглощающей среде [2], а также для нелинейной задачи в приближении заданного поля из (1) можно получить следующее уравнение для мощности $P = \int d^2 \rho I(\mathbf{p}, z, t)$ пучка:

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial z} = -k \int d^2 \rho \varepsilon_I(I) I(\mathbf{p}, z, t). \quad (6)$$

Как и следовало ожидать, изменение мощности пучка излучения на трассе непосредственно связано с наличием в среде мнимой составляющей ε . При $\varepsilon_I = 0$ мощность пучка сохраняется на трассе и равна начальной: $P = P_0$. Если же ε претерпевает случайные изменения, то, как видно из (6), будет флуктуировать и мощность излучения. При этом динамика пульсаций мощности зависит от динамики разрушения капельной фракции аэрозоля на трассе распространения волны.

В общем случае нелинейной задачи на величину мощности пучка может оказывать опосредованное влияние и действительная составляющая ε . Но этот эффект будет замечен лишь на очень протяженных трассах, достаточных для того, чтобы фазовые

неоднородности волны, обусловленные градиентами ϵ_R , перешли в результате рефракции в амплитудные, а те, в свою очередь, за счет изменения условий разрушения капель – в неоднородности мнимой части ϵ .

В настоящей работе внимание будет сосредоточено на основном, первичном эффекте возбуждения флуктуаций ϵ_I , обусловленном непосредственным воздействием на капельный аэрозоль излучением с нерегулярной начальной интенсивностью. Поэтому вместо (1), (2), пренебрегая эффектами деформации фазового фронта волны, можно записать уравнение переноса для интенсивности пучка излучения

$$\frac{\partial I}{\partial z} + k\epsilon_I(I) I = 0 \quad (7)$$

с граничным условием

$$I(\mathbf{p}, z, t) \Big|_{z=0} = \tilde{I}_0(\mathbf{p}) \theta(t_n - t).$$

Аналитическое решение будем искать для случая реализации режима регулярного разрушения капель с привлечением часто используемых в задачах просветления капельного аэрозоля приближений водности и постоянства β_T (см., например, [4]). С учетом сделанных предположений уравнения (2), (3) можно переписать в виде

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \mu WI = 0, \quad (8)$$

где $\mu = \beta_T C_{\text{п}}/L$; $W = k\epsilon_I/C_0$ – водность аэрозоля; $C_{\text{п}}$, C_0 – константы приближения водности (для излучения CO_2 -лазера и облачной среды $C_{\text{п}} = 0,5 C_0$ и принимается равной $0,75 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$).

Система уравнений (7), (8) дает для реализации случайного поля интенсивности следующее выражение:

$$I(\mathbf{p}, z, t) = \tilde{I}_0(\mathbf{p}) [1 + (e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0 t}]^{-1}, \quad (9)$$

где $\tau = k \int_0^z dz' \epsilon_{I_0}(z')$ – оптическая толщина невозмущенной излучением аэрозольной среды; $\epsilon_{I_0} = \epsilon_I(I) \Big|_{z=0}$.

Используя приведенное соотношение для интенсивности излучения, рассчитаем статистические характеристики мощности пучка. Ограничимся анализом среднего значения $\langle P \rangle$, дисперсии D_P^2 и относительной дисперсии σ_P^2 флуктуаций мощности. В соответствии с определением имеем

$$\begin{aligned} \langle P(z, t) \rangle &= \int d^2 \rho \langle I(\mathbf{p}, z, t) \rangle = \\ &= \int d^2 \rho \left\langle \frac{\tilde{I}_0(\mathbf{p})}{1 + (e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0 t}} \right\rangle, \quad (10) \end{aligned}$$

$$D_P^2 = \langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2, \quad \sigma_P^2 = \frac{\langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2}{\langle P \rangle^2} = \frac{D_P^2}{\langle P \rangle^2}, \quad (11)$$

$$\langle P^2 \rangle = \iint d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 \langle I(\mathbf{p}_1, z, t) I(\mathbf{p}_2, z, t) \rangle =$$

$$\begin{aligned} &= \iint d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 \langle \tilde{I}_0(\mathbf{p}_1) [1 + (e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0(\mathbf{p}_1) t}]^{-1} \times \\ &\quad \times \tilde{I}_0(\mathbf{p}_2) [1 + (e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0(\mathbf{p}_2) t}]^{-1} \rangle = \\ &= \iint d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, z, t) + \langle P \rangle^2, \quad (12) \end{aligned}$$

где $B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, z, t)$ – корреляционная функция флуктуаций интенсивности волны; угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций.

Учитывая выражение для $\langle P^2 \rangle$, соотношение (11) для D_P^2 можно переписать в следующем виде:

$$D_P^2 = \iint d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 B_1(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, z, t),$$

из которого следует, что дисперсия флуктуаций мощности зависит не только от величины случайных вариаций интенсивности, но и от их корреляционных связей.

Анализ (9) показывает, что на всем временном промежутке взаимодействия излучения со средой можно выделить два характерных участка. На первом

выполняется условие $(e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0 t} \gg 1$, и он определяет состояние с невысокой степенью просветлений среды. Второй участок характеризуется значительным эффектом просветления, и в его пределах выполняется

неравенство $(e^\tau - 1) e^{-\mu \tilde{I}_0 t} < 1$. Вторым временным промежутком менее интересен с точки зрения нелинейного возбуждения случайных вариаций интенсивности и мощности пучка, так как в предельном случае полного просветления статистики I и P в начале и конце трассы становятся одинаковыми. Поэтому остановимся подробнее на исследовании развития процесса стохастизации среды и лазерного пучка на первом из упомянутых временном интервале, в пределах которого для интенсивности излучения справедливо предствление

$$I(\mathbf{p}, z, t) \cong \tilde{I}_0 e^{-\tau} e^{\mu \tilde{I}_0(\mathbf{p}) t} \quad (\tau - \mu \tilde{I}_0 t > 1). \quad (13)$$

Рассмотрим случай, когда флуктуации интенсивности падающего на среду излучения малы, т.е.

$D_0 \ll \langle \tilde{I}_0 \rangle$ (здесь $D_0^2 = \langle \tilde{I}_0^2 \rangle - \langle \tilde{I}_0 \rangle^2$ – дисперсия флуктуаций интенсивности воздействующего пучка на входе в среду). Положим далее, что \tilde{I}_0 имеет квазигауссову статистику, для которой одноточечная и двухточечная функции распределения пульсаций I_0 (именно эти функции необходимы для расчета $\langle P \rangle$, D_P^2 и σ_P^2) имеют следующий вид:

$$f_1(\tilde{I}_0) = \frac{1}{(2\pi D_0^2)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2 D_0^2} (\tilde{I}_0 - \langle \tilde{I}_0 \rangle)^2 \right\}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} f_2(\tilde{I}_0(\mathbf{p}_1); \tilde{I}_0(\mathbf{p}_2)) &= f_2(\tilde{I}_{01}; \tilde{I}_{02}) = \\ &= \{4\pi^2 D_0^4 [1 - \beta^2(\mathbf{p})]\}^{-1/2} \exp \{-[2D_0^2 (1 - \beta^2(\mathbf{p}))]^{-1} \times \\ &\quad \times [(\tilde{I}_{01} - \langle \tilde{I}_{01} \rangle)^2 + (\tilde{I}_{02} - \langle \tilde{I}_{02} \rangle)^2 - 2\beta(\mathbf{p}) \times \end{aligned}$$

$$\times (\tilde{I}_{01} - \langle \tilde{I}_{01} \rangle) (\tilde{I}_{02} - \langle \tilde{I}_{02} \rangle)], \quad (15)$$

где $\beta^2(\mathbf{p}) = \langle (\tilde{I}_{01} - \langle \tilde{I}_{01} \rangle) (\tilde{I}_{02} - \langle \tilde{I}_{02} \rangle) \rangle / D_0^2$ – нормированная корреляционная функция флуктуаций интенсивности на входе в среду. Отметим, что для данных распределений условие $D_0 \ll \langle \tilde{I}_0 \rangle$ обеспечивает малость вклада в усредненные величины физически нереальной области $\tilde{I}_0 < 0$.

Принимая распределение средней интенсивности на входе в среду равномерным и подставляя (14), (15) в (10), (11) с учетом соотношения (13) для среднего значения и дисперсии флуктуаций мощности, получим

$$\langle P \rangle = \pi a_0^2 \langle \tilde{I}_0 \rangle (1 + \bar{q}_0 \sigma_0^2) \exp(\bar{q}_0 - \tau + \bar{q}_0^2 \sigma_0^2 / 2); \quad (16)$$

$$D_P^2 = \langle \tilde{I}_0 \rangle^2 \exp(2\bar{q}_0 - 2\tau + \bar{q}_0^2 \sigma_0^2) \times \\ \times \iint d^2 \mathbf{p}_1 d^2 \mathbf{p}_2 \theta(a_0 - |\mathbf{p}_1|) \theta(a_0 - |\mathbf{p}_2|) \times \\ \times \{ \exp[\bar{q}_0^2 \sigma_0^2 \beta(|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|)] \{ 1 + 2\bar{q}_0 \sigma_0^2 [1 + \beta(\mathbf{p})] + \\ + \bar{q}_0^2 \sigma_0^4 [1 + \beta(\mathbf{p})] [1 - \beta^2(\mathbf{p})] + \\ + \beta(\mathbf{p}) \sigma_0^2 [1 + \bar{q}_0^2 \sigma_0^2 (1 + \beta)^2] - (1 + \bar{q}_0 \sigma_0^2)^2 \}, \quad (17)$$

где $\bar{q}_0 = \mu \langle \tilde{I}_0 \rangle t$ – среднее значение функции теплового действия на входе в среду; $\sigma_0^2 = D_0^2 / \langle \tilde{I}_0 \rangle^2$; $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$.

Из выражения (16) прежде всего следует, что наличие флуктуаций интенсивности воздействующего на аэрозоль пучка приводит к увеличению его средней мощности, передаваемой через среду, по сравнению с ситуацией, когда интенсивность на входе в среду детерминирована ($\sigma_0^2 = 0$). При этом на рассматриваемом временном промежутке величина $\langle P \rangle$ растет очень быстро с увеличением времени воздействия и, следовательно, функции теплового действия \bar{q}_0 [$\langle P \rangle \sim \exp(\bar{q}_0^2 \sigma_0^2 / 2)$]. Такой рост средней мощности на этом временном участке ($\mu \tilde{I}_0 t < \tau$) обусловлен ростом флуктуаций оптической толщины $\tau_n = \tau - \mu \tilde{I}_0 t$ просветляемой среды со временем (см. (13)) и известным эффектом увеличения средней интенсивности (мощности) излучения в поглощающей случайной среде по сравнению со средой с детерминированной оптической толщиной.

Что касается дисперсии флуктуаций мощности, то она также быстро нарастает с увеличением времени воздействия на среду, но степень ее роста кроме того зависит от корреляционных связей пульсаций интенсивности в различных точках фронта волны на входе в среду. Действительно, в случае, когда степень корреляции случайных вариаций I_0 значительна во всем сечении пучка ($\rho_{k_0} \geq a_0$, $\beta \sim 1$, где ρ_{k_0} – начальное значение радиуса корреляции пульсаций I_0), для D_P^2 имеем

$$D_{P1}^2 \equiv \langle P_0 \rangle^2 \exp(2\bar{q}_0 - 2\tau + \bar{q}_0^2 \sigma_0^2) \times \\ \times [\exp(\bar{q}_0^2 \sigma_0^2) (1 + \sigma_0^2 + 4\bar{q}_0 \sigma_0^2 + 4\bar{q}_0^2 \sigma_0^4) - \\ - (1 + \bar{q}_0 \sigma_0^2)^2]. \quad (18)$$

В обратном предельном случае ($\rho_{k_0} \ll a_0$) для дисперсии флуктуаций мощности можно записать

$$D_{P2}^2 \equiv \langle P_0 \rangle^2 (\rho_{k_0} / a_0)^2 \exp(2\bar{q}_0 - 2\tau + \bar{q}_0^2 \sigma_0^2) \times \\ \times [\exp(\bar{q}_0^2 \sigma_0^2) (1 + \sigma_0^2 + 4\bar{q}_0 \sigma_0^2 + 4\bar{q}_0^2 \sigma_0^4) - \\ - (1 + \bar{q}_0 \sigma_0^2)^2] = (\rho_{k_0} / a_0)^2 D_{P1}^2 \ll D_{P1}^2. \quad (19)$$

Сравнительный анализ выражений для D_P^2 и $\langle P \rangle^2$ показывает, что величина D_P^2 сильнее зависит от \bar{q}_0 , чем $\langle P \rangle^2$. Следовательно, в просветляемой среде на первой стадии воздействия по мере увеличения времени будет нарастать и относительная дисперсия σ_P^2 флуктуаций мощности на конце трассы, правда, нарастание это будет более медленным, чем для величины D_P^2 .

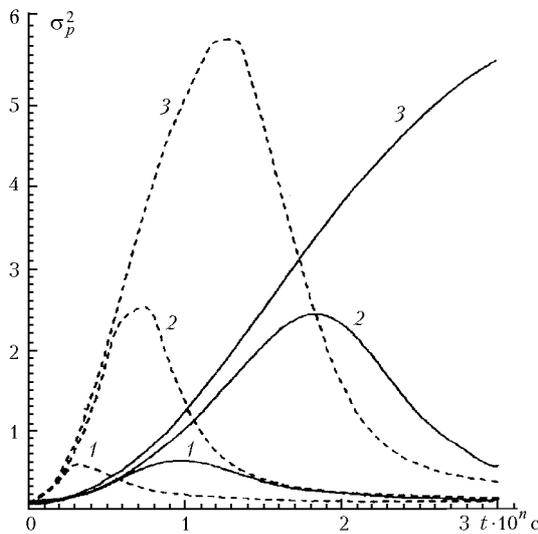
Чтобы исследовать поведение флуктуаций мощности на всем временном интервале воздействия излучением на капельный аэрозоль, будем решать задачу численно на основе системы уравнений (1) – (5) и без использования ограничивающих область применимости результатов, приближений водности и постоянства β_τ . Учтем также возможность не только регулярного, но и взрывного разрушения конденсированной фазы аэрозольной среды.

Расчеты статистических характеристик мощности проводились для воздействующего пучка CO_2 -лазера с равномерным распределением средней интенсивности $\langle \tilde{I}_0 \rangle = I_0 \theta(a_0 - \rho)$ по сечению пучка для различных значений начальной оптической толщины τ капельного аэрозоля, радиуса корреляции ρ_{k_0} и интенсивности I_0 .

В качестве иллюстрации на рисунке приведены результаты расчета динамики относительной дисперсии σ_P^2 флуктуаций мощности пучка с интенсивностями $I_0 = 10^3$ Вт/см² (что ниже порога взрывного разрушения капель), $I_0 = 10^5$ Вт/см² (что выше порога взрыва) и одинаковой энергией в импульсе в процессе самовоздействия его в капельном аэрозоле с начальными толщинами $\tau = 5, 10, 20$. Начальные распределения капель и осколков взрыва по радиусам приняты в виде гамма-распределений с параметрами $R_m = 5$ мкм, $s = 3$ и $r_m = 0,5$ мкм, $s' = 3$ соответственно. Величины σ_P^2 и ρ_{k_0} взяты равными 0,1 и 0,2 a_0 .

Из рисунка видно, что по мере увеличения времени воздействия на среду флуктуации мощности пучка на конце трассы вначале быстро растут, а затем, после достижения максимума, уменьшаются. Максимальная величина σ_P^2 намного превышает начальное значение $\sigma_{P0}^2 = \sigma_P^2|_{t=0}$ и сильно зависит от оптической толщины τ . Так, для $\tau = 20$ в максимуме

$\sigma_p^2 \cong 60 \sigma_{p0}^2$. Такой значительный рост флуктуаций мощности объясняется эффектом «самораскачки» случайных изменений интенсивности в процессе нелинейного переноса лазерного излучения, когда начальные



Изменение во времени относительной дисперсии флуктуаций мощности: сплошные линии — $I_0 = 10^3$ Вт/см², $n = 2$; пунктир — $I_0 = 10^5$ Вт/см², $n = 4$; 1, 2, 3 — $\tau = 5, 10, 20$

пульсации интенсивности излучения приводят к индуцированию нерегулярных полей физических характеристик просветляемой среды, те, в свою очередь, в результате синхронного случайного воздействия на световой поток усиливают флуктуации интенсивности и мощности пучка.

Уменьшение σ_p^2 происходит лишь на последней стадии самовоздействия, когда степень просветления среды высока, а значит, высока степень разрушения капель и исчезает причина случайной диссипации энергии излучения.

Анализ результатов расчета (см. также рисунок) показывает, что характер изменения σ_p^2 во времени сходен для случаев реализации как регулярного, так и взрывного режимов разрушения капельной фрак-

ции аэрозоля. Отличным является лишь относительное время достижения максимальных значений σ_p^2 . При взрыве капель они достигаются при меньших значениях \bar{q}_0 , поскольку просветление среды происходит значительно эффективнее.

В заключение еще раз подчеркнем, что возможность возникновения эффекта «раскачки» такой усредненной по сечению пучка характеристики, как мощность, возникает лишь в диссипативных (усиливающих) средах, особенно в случае, когда самовоздействие интенсивного излучения происходит в условиях вынужденного разрушения структуры среды.

1. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. Распределение вероятностей интенсивности электромагнитной волны в области сильных флуктуаций // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 2. С. 718–722.
2. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. Флуктуации мощности волнового пучка в среде со случайным ослаблением // Ж. техн. физ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 155–159.
3. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. Joint moments of the wave beam amplitude and inverse power in absorbing random medium with lens properties // Waves Random Media. 1996. V. 6. № 3. P. 171–187.
4. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 312 с.
5. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 6. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
6. Алмаев Р.Х., Нерушев А.Ф., Семенов Л.П. Флуктуации температуры и влажности в зоне просветления облачной среды // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1978. Т. 14. № 3. С. 292–299.
7. Алмаев Р.Х., Семенов Л.П. Воздействие излучением на турбулентную облачную среду // Метеорол. и гидрол. 1981. № 12. С. 46–55.
8. Алмаев Р.Х., Свирикунов П.Н. Роль флуктуаций лазерного излучения при просветлении дисперсных сред // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 4. Вып. 12. С. 719–723.
9. Алмаев Р.Х., Семенов Л.П., Слесарев А.Г. Статистические характеристики импульса излучения СО₂-лазера, прошедшего слой капельной аэродисперсной среды // Оптика атмосф. 1989. Т. 3. № 2. С. 288–293.

R.Kh. Almaev, A.G. Slesarev. Stochastization of laser beam intensity at nonlinear propagation in a droplet aerosol.

Investigation results are given of dynamics of statistical characteristics laser beam intensity at modification of a droplet aerodisperse medium with deterministic parameters of radiation with a fluctuating intensity. It is shown that due to nonlinear processes, a «swinging» of radiation intensity initial fluctuations occurs. As a result, random variations of a beam intensity at the end of the path become considerably more than the initial ones.