

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Р.Х. Алмаев, Л.П. Семенов, А.Г. Слесарев

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСА
ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА, ПРОШЕДШЕГО СЛОЙ
КАПЕЛЬНОЙ АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ

Представлены результаты теоретического исследования изменения дисперсии флуктуаций интенсивности воздействующего и зондирующего пучков в капельной аэродисперсной среде, просветляемой импульсным излучением с пульсирующей на входе в среду интенсивностью. Показано, что в результате нелинейного взаимодействия со средой начальные флуктуации интенсивности в процессе просветления существенно нарастают.

Известно, что при распространении пучка лазерного излучения с интенсивностью, превышающей некоторое «пороговое» значение, взаимодействие его со средой представляет собой нелинейный процесс. Это значит, что пучок излучения изменяет свойства среды на пути своего прохождения, т.е. характеристики среды начинают зависеть от интенсивности пучка, и, в свою очередь, величина и характер обратного воздействия среды на излучение существенно изменяется по сравнению со случаем линейного распространения. Нелинейное взаимодействие излучения со средой сопровождается нагревом среды, фазовыми превращениями ее составляющих, образованием плазменных областей и т.д., а также ослаблением пучка излучения, перераспределением энергии в нем, искажением волнового фронта [1, 2]. Выражается оно и в изменении статистических свойств среды и излучения. В условиях атмосферы, замутненной аэрозолем, к существующим до воздействия излучением турбулентным пульсациям температуры, диэлектрической проницаемости при прохождении интенсивного пучка добавляются наведенные флуктуации параметров среды. Один из механизмов индуцирования дополнительных флуктуаций среды связан с преобразованием начальных флуктуаций интенсивности излучения в процессе нелинейного взаимодействия. Изменение статистических свойств первоначально детерминированной капельной аэрозольной среды при просветлении ее пучком излучения с пространственными пульсациями интенсивности впервые было исследовано в [3]. Авторами работы для случая просветления облачной среды в регулярном режиме испарения капель непрерывным пульсирующим пучком излучения были получены выражения для дисперсии наведенных флуктуаций температуры и влажности. В настоящее время становятся актуальными задачи исследования воздействия на облака и туманы импульсами интенсивного лазерного излучения, включая случаи со взрывным разрушением конденсированной фазы. В изучении просветления капельного аэрозоля импульсами излучения с детерминированными параметрами достигнуты определенные успехи. В то же время процесс воздействия на облачную среду импульсным излучением с флуктуирующей интенсивностью в литературе пока не обсуждался. Хотя решение такой задачи представляет интерес в связи с тем, что в реальных условиях излучение, как правило, испытывает флуктуации, которые могут возникать как в самом лазерном источнике, так и при прохождении воздействующим излучением дооблачного турбулентного слоя атмосферы. В данной работе теоретически исследуются изменения начальных флуктуаций воздействующего импульсного излучения в процессе нелинейного взаимодействия его со средой. Рассчитываются также флуктуации зондирующего малоинтенсивного пучка, проходящего через просветляемую среду.

Рассматривается следующая задача. На облачную среду, занимающую полупространство $y \geq 0$, в положительном направлении оси падает пучок импульсного излучения СО₂-лазера с флуктуирующей в каждой точке сечения пучка интенсивностью. Под действием излучения изменяются микроструктура облачной среды, ее оптические характеристики. Требуется определить флуктуационные параметры излучений воздействующего и зондирующего на конце трассы протяженностью z (с начальной оптической толщиной τ_0).

Будем рассматривать ситуации, когда длительность импульса такова, что ветровым замыванием зоны воздействия можно пренебречь, а длина трассы распространения излучения в облаке меньше характерных длин дифракции и рефракции. При этих предположениях система уравнений [4], описывающих процесс распространения импульса излучения, записывается в виде с граничными и начальными условиями:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -I \left\{ \int_0^{\infty} \sigma(R) f(R, \mathbf{r}, t) dR + \alpha \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (Rf) = \int_{R_k(I)}^{\infty} \varphi(R', R) f(R', \mathbf{r}, t) \delta(t - t_B(R', I)) dR' - f(R, \mathbf{r}, t) \theta(R - R_k(I)) \delta(t - t_B), \quad (2)$$

$$R = - \frac{\beta_{\tau} K_{\Pi}(R) I}{4 \rho_{\text{в}} L}, \quad (3)$$

$$IK_{\Pi}(R_{\text{к}}) R_{\text{к}} = C, \quad (4)$$

$$\int_0^{t_{\text{в}}} \frac{3K_{\Pi}(R) I}{4R} dt = (T_{\text{в}} - T_0) \rho_{\text{в}} C_{\text{в}} \quad (5)$$

с граничными и начальными условиями

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t)|_{z=0} &= I_0(\rho, t), \\ f(\mathbf{r}, R, t)|_{t=0} &= f_0(R), \\ R|_{t=0} &= R_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где I — интенсивность излучения; $f(R, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения капель по радиусам R в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$; t — время; α — коэффициент поглощения лазерного излучения воздухом; $\sigma(R)$, $K_{\Pi}(R)$ — сечение ослабления и фактор эффективности поглощения излучения каплей; $\varphi(R', R)$ — функция распределения осколков взрыва капли радиуса R' по радиусам R ; $T_{\text{в}} = 578^{\circ}\text{K}$ — температура, при которой происходит взрыв капли; $t_{\text{в}}$ — время достижения в капле температуры $T_{\text{в}}$; $R_{\text{к}}$ — радиус капли, характеризующий порог взрыва при интенсивности падающего излучения I ; C — константа, определяемая на основе аппроксимации экспериментальных данных, равная 33 Вт/см ; $\delta(u)$, $\theta(u)$ — дельта- и тета-функции; $\rho_{\text{в}}$, $C_{\text{в}}$, L — плотность, удельная теплоемкость и теплота испарения воды; β_{τ} — фактор эффективности испарения, определяемый из соотношений баланса массы и энергии капли [1]; T_0 — температура воздуха; ρ — поперечный радиус-вектор; $I_0(\rho, t)$ — флуктуирующая интенсивность излучения на входе в просветляемую среду.

Отметим, что уравнение (2), определяющее динамику функции распределения капель по размерам, записано с учетом возможности взрывного дробления капель (отличная от нуля правая часть), а соотношения (4), (5) являются условиями реализации взрыва капли.

Остановимся вначале на рассмотрении упрощенной модели просветления капельной аэрозольной среды флуктуирующим импульсным излучением, которое позволяет получить аналитические соотношения для оценки временных изменений флуктуаций интенсивности в процессе взаимодействия. Будем считать, что величина интенсивности в воздействующем пучке недостаточна для взрывного разрушения капель, точнее случайные выбросы интенсивности со значениями, превышающими пороговое значение I_p для взрыва, маловероятны. В этом случае просветление среды будет происходить в регулярном режиме, и система уравнений (1)–(6) сводится к уравнениям (1), (2) с нулевой правой частью, (3) с граничным и начальными условиями (6). Тогда в приближении водности и предположении о постоянстве β_{τ} , для интенсивности воздействующего пучка на конце трассы с оптической толщиной τ_0 будем иметь

$$I(\rho, z, t) = \frac{I_0(\rho, t)}{[1 + (e^{\tau_0} - 1) e^{-\mu \int_0^t dt' I_0(\rho, t')}]} \quad (7)$$

где $\mu = \frac{3\beta_{\tau} A_{\Pi}}{4\rho_{\text{в}} L}$ — параметр приближения водности, равный 10^3 см^{-1} .

Полагая, что флуктуации интенсивности на входе в среду в каждой точке сечения пучка гауссовы с относительной дисперсией $\sigma_0^2 = \frac{D_0^2}{\bar{I}_0^2} = \frac{\overline{I_0^2} - \bar{I}_0^2}{\bar{I}_0^2}$, где черта над буквами означает усреднение по ансамблю реализаций, для среднего и среднеквадратического значений интенсивности в просветляемой среде имеем

$$\bar{I}(\rho, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}D_0} \int_{-\infty}^{\infty} dI_0 \frac{I_0}{[1 + (e^{\tau_0} - 1) e^{-\mu \int_0^t dt' I_0(\rho, t')}]} e^{-\frac{(I_0 - \bar{I}_0)^2}{2D_0^2}}, \quad (8)$$

$$\bar{I}^2(\rho, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}D_0} \int_{-\infty}^{\infty} dI_0 \frac{I_0^2}{[1 + (e^{\tau_0} - 1) e^{-\mu \int_0^t dt' I_0(\rho, t')}]} e^{-\frac{(I_0 - \bar{I}_0)^2}{2D_0^2}}. \quad (9)$$

Здесь следует иметь в виду, что такое представление справедливо лишь при условии $\frac{\bar{I}_0^2}{2D_0^2} \gg 1$.

Будем в дальнейшем вычислять относительную дисперсию флуктуаций интенсивности $\sigma_I^2 = \frac{\bar{I}^2 - \bar{I}^2}{\bar{I}^2}$. Из формул (8), (9) ясно, что в начальный момент воздействия и по прошествии времени, превышающего характерное время просветления среды толщиной τ_0 (его можно определить, исходя из соотношения $\mu \bar{I}_0 t \gg \tau_0$), значение σ_I^2 должно быть близко к σ_0^2 . Поэтому наибольший интерес представляет вычисление σ_I^2 в промежуточные моменты воздействия, когда среда просветлена не полностью. Такое рассмотрение соответствует случаю, когда выполняется неравенство $(e^{\tau_0} - 1) e^{-\mu \int_0^t dt' I_0(\rho, t')} \gg 1$. В этой ситуации выражение (7) для $I(\rho, z, t)$ переходит в следующее:

$$I(\rho, z, t) \approx I_0(\rho, t) (e^{\tau_0} - 1) e^{-\mu \int_0^t dt' I_0(\rho, t')}. \quad (10)$$

Считая в дальнейшем, что импульс воздействующего излучения имеет прямоугольную временную форму, и используя (10), для средней интенсивности и относительной дисперсии флуктуаций интенсивности воздействующего пучка получим

$$\bar{I}(r, t) \approx \bar{I}_0 (1 + \sigma_0^2 \bar{q}_0) e^{-\tau_0 + \bar{q}_0(\rho, t)} e^{\frac{\sigma_0^2 \bar{q}_0^2}{2}}; \quad (11)$$

$$\sigma_I^2 \approx \sigma_0^2 e^{\sigma_0^2 \bar{q}_0^2(\rho, t)} \frac{\left[1 + \sigma_0^2 (1 - e^{-\sigma_0^2 \bar{q}_0^2}) + 4 \bar{q}_0 \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\sigma_0^2 \bar{q}_0^2} \right) + 4 \sigma_0^2 \bar{q}_0^2 (1 - e^{-\sigma_0^2 \bar{q}_0^2}) \right]}{\left[1 + 2 \sigma_0^2 \bar{q}_0 + \sigma_0^4 \bar{q}_0^2 \right] \left[1 + 2 \sigma_0^2 \bar{q}_0^2 + \sigma_0^4 \bar{q}_0^2 \right]}, \quad (12)$$

где $\bar{q}_0(\rho, z, t) = \mu \bar{I}_0(\rho) t$ — функция теплового действия. Из (11) видно, что на конце трассы средняя интенсивность, которая в начальный момент равна $\bar{I}_0 e^{-\tau_0}$, монотонно нарастает по мере увеличения времени воздействия t (или q_0) в результате испарения капель. При этом $\bar{I}(r, t)$ в произвольный момент времени тем выше, чем больше σ_0^2 из заданного соотношением $\sigma_0^2 < 1$ интервала. Из (12) следует, что значение σ_I^2 , которое при $t = 0$ ($q_0 = 0$) равно σ_0^2 , в дальнейшем с увеличением времени воздействия растет, и при $\sigma_0 q_0 > 1$ зависимость σ_I^2 от t становится экспоненциальной

$$\sigma_I^2 \approx \sigma_0^2 e^{\sigma_0^2 \bar{q}_0^2(\rho, t)} \gg \sigma_0^2. \quad (13)$$

При этом величина σ_I^2 в процессе нелинейного взаимодействия излучения со средой может существенно превышать начальное значение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности σ_0^2 . Отметим, что величина относительных флуктуаций интенсивности растет со временем (при $(e^{\tau_0} - 1) e^{-\bar{q}_0} > 1$), несмотря на увеличение I , что обусловлено усилением флуктуации интенсивности и оптической толщины среды на временном промежутке, где процесс просветления протекает наиболее активно.

Характерные кривые, описывающие поведение σ_I^2 в зависимости от q_0 (или от времени) в широком диапазоне изменения значений функции теплового действия и построенные по результатам численного расчета σ_I^2 с использованием (8), (9), представлены на рис. 1. Расчеты проведены для случаев просветления капельной аэрозольной среды с начальными оптическими толщинами $\tau_0 = 5; 10; 15$ флуктуирующим излучением с $\sigma_0^2 = 0,25$. Видно, что максимальное значение относительных флуктуаций интенсивности достигается в ситуациях, когда среда с выбранной оптической толщиной просветлена не полностью. Именно в таких случаях флуктуации интенсивности воздействующего излучения приводят к значительным флуктуациям оптической толщины среды и обратное воздействие среды на излучение оказывается наиболее ощутимым. Из рисунка также следует, что по мере увеличения времени воздействия излучения на среду (в области $\bar{q}_0 > \tau_0$), когда среда становится оптически прозрачной, величина σ_I^2 (на конце трассы) стремится к значению σ_0^2 (на входе в среду).

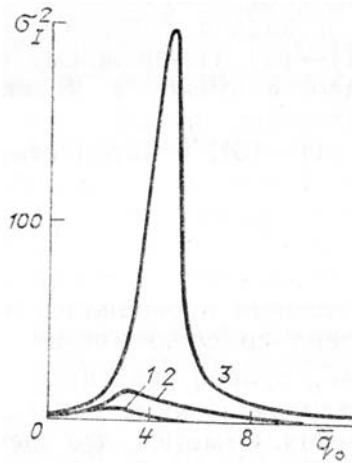


Рис. 1. Зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности воздействующего излучения σ_I^2 от флуктуации теплового действия: 1 — $\tau_0 = 5$; 2 — $\tau_0 = 10$; 3 — $\tau_0 = 15$

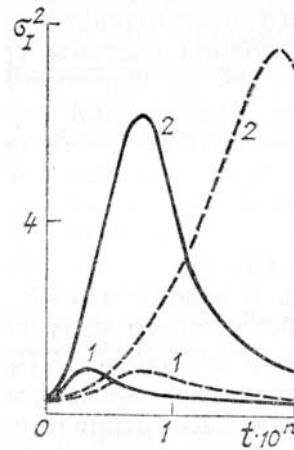


Рис. 2. Изменение σ_I^2 в зависимости от времени воздействия: 1 — $\tau_0 = 3$; 2 — $\tau_0 = 10$. Сплошные линии — $I_0(0) = 10^5$ Вт/см², $n = 4$; штриховые — $I_0(0) = 10^3$ Вт/см², $n = 2$

Стохастизация капельной аэрозольной среды, происходящая в процессе просветления среды излучением с флуктуирующей интенсивностью, приводит к тому, что распространяющийся в зоне воздействия зондирующий пучок также испытывает значительные флуктуации. Причем максимальная величина относительной дисперсии флуктуации зондирующего излучения видимого диапазона длин волн существенно превышает σ_I^2 для воздействующего пучка, поскольку аэрозольная среда с типичными для облаков параметрами микроструктуры оптически более активна на длине волны зондирующего излучения. Проведенные расчеты σ_I^2 подтверждают это.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда средняя (и в отдельных пульсациях) интенсивность воздействующего на облачную среду пучка может превышать пороговое значение I_p взрывного дробления капель. В этом случае уже не удастся получить простых соотношений для оценки изменений флуктуации интенсивности излучения в процессе нелинейного взаимодействия со средой и задача решается численно на основе полной системы уравнений (1)–(5). По-прежнему считается, что начальные флуктуации интенсивности имеют гауссовское распределение. Для каждой случайной реализации начального распределения интенсивности решалась система (1)–(6), и затем статистические характеристики пучка получались осреднением по ансамблю реализаций. Принятые в расчетах параметры среды таковы: начальная водность среды $W_0 = 3 \cdot 10^{-7}$ г/см³; модальные радиусы капель и осколков дробления $R_m = 5$ мкм, $r_m = 0,5$ мкм; параметры гамма-распределения капель и осколков $\mu = 3$, $\mu' = 3$. Вычисления проводились для пучков воздействующего излучения CO₂-лазера со средними интенсивностями $\bar{I}_0(0) = 10^5$ Вт/см²; $\bar{I}_0(0) = 10^3$ Вт/см². Второе значение интенсивности обеспечивает просветление в регулярном режиме испарения капель, которое рассматривается для сравнения. Отметим, что здесь в отличие от ситуации, анализируемой в первой части этой работы, задача регулярного просветления рассматривается более строго: во-первых, учитывается зависимость β_r от интенсивности и размера капель R , во-вторых, вместо линейных зависимостей факторов рассеяния и поглощения от R , характерных для приближения водности, используются более точные табличные значения факторов.

Результаты расчетов представлены в виде временных зависимостей относительной дисперсии флуктуации воздействующего σ_I^2 и зондирующего $\sigma_{I_s}^2$ излучений соответственно на рис. 2 и 3. Из рис. 2 прежде всего видно, что временной ход σ_I^2 аналогичен представленному на рис. 1. И на том, и на другом рисунке наблюдается характерный максимум, соответствующий времени воздействия, при котором достигается лишь частичное просветление среды. Видно также, что максимум достигается на значительно более коротких промежутках времени для случая взрывного просветления аэрозоля. Это и понятно, поскольку в таком режиме воздействия эффективность просветления увеличивается как за счет уменьшения потерь на рассеяние в результате дробления крупных капель, так и за счет реализации энергетически более выгодных режимов испарения конденсированной фазы. По этой причине и максимальное значение σ_I^2 в случае взрывного просветления меньше, нежели при регулярном просветлении. Из результатов расчетов также следует, что зависимость средней интенсивности воздействующего пучка от σ_0^2 аналогична отмеченной для случая регулярного режима разрушения капель.

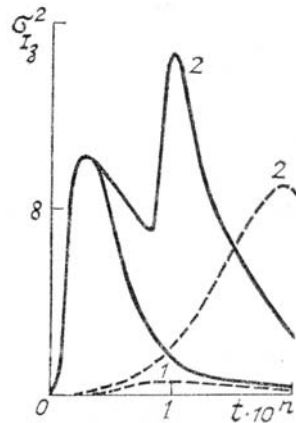


Рис. 3. Изменение относительной дисперсии флуктуаций интенсивности зондирующего излучения в зависимости от времени воздействия: 1 — $\tau_0 = 3$; 2 — $\tau_0 = 10$. Сплошные линии — $\bar{I}_0(0) = 10^5$ Вт/см², $n = 4$; штриховые — $\bar{I}_0(0) = 10^3$ Вт/см², $n = 2$

Иная картина наблюдается в поведении флуктуаций зондирующего пучка (рис. 3). И хотя процессы нарастания и убывания $\sigma_{I_3}^2$ протекают при взрывном просветлении значительно быстрее, чем при регулярном, максимальное значение $\sigma_{I_3}^2$ в первом случае значительно выше. Это связано с тем, что при взрыве крупных капель образуется большое количество мелких осколков, суммарная оптическая активность которых для зондирующего излучения существенно возрастает. При этом пульсации воздействующего излучения вызывают значительные колебания оптической толщины среды на длине волны зондирующего излучения. Характерным для динамики флуктуаций зондирующего пучка в случае воздействия излучением с $\bar{I}_0(0) = 10^5$ Вт/см² является также наличие двух экстремумов на кривой с $\sigma_{I_3}^2$. Последнее связано с тем, что взрыв капель происходит послойно: вначале взрываются капли, находящиеся во фронтальном слое среды (где сразу же выполняются условия взрыва $I > I_p$), а затем по мере просветления фронтального слоя облачной среды условия взрывного дробления капель достигаются в более глубоких слоях.

1. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоиздат. 1982. 312 с.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука. 1984. 224 с.
3. Алмаев Р.Х., Свиркунов П.Н. //Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 12. 719 с.
4. Алмаев Р.Х., Семенов Л.П., Слесарев А.Г. //Труды ИЭМ. М.: Гидрометеоиздат. 1986. Вып. 40(123). С. 4–10.

Институт экспериментальной метеорологии
НПО «Тайфун», г. Обнинск

Поступила в редакцию
14 ноября 1988 г.

R. Kh. Almaev, L. P. Semenov, A. G. Slesarev. **Statistical Characteristics of a CO₂-laser Radiation Pulse after Passing Through a Water Aerosol.**

The theoretical findings are presented on the variance of intensity fluctuations, both in acting and probing beams, within a water aerosol when cleared with a pulsed radiation the entrant intensity of which is fluctuating. The initial intensity fluctuations are shown to be noticeably increased due to non-linear interaction with the medium.