

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, В.А. Погодаев

**ОБ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ КАПЕЛЬНЫХ СРЕД
ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА**

Рассматривается задача о распространении интенсивных фокусированных лазерных пучков в водных аэрозолях в условиях регулярного и взрывного испарения капель, оптического пробоя среды. Исследуется влияние параметров лазерного излучения, а также типа и микроструктуры аэрозольной среды на интегральную прозрачность канала пучка. Проводится интерпретация известных экспериментальных данных.

Распространение импульсного лазерного излучения в капельных средах (туман, морось, дождь) относится к числу тех задач нелинейной оптики, в которых ярко выражена многофакторность и неаддитивность процессов, влияющих на пропускание канала излучения. Процесс взаимодействия излучения со средой на трассе распространения существенно зависит от типа и микрофизического состава конкретного метеообразования, а также от энергетических параметров пучка, его структуры, временного режима, условий фокусировки. Целью настоящей работы является анализ влияния данных факторов на оптические характеристики канала (интегральную прозрачность) в условиях реализации взрывных режимов испарения капельных сред.

1. Рассмотрим определение коэффициента передачи (интегральной прозрачности) капельной среды, коэффициент ослабления α которой нелинейно зависит от интенсивности пучка $I: \alpha = \alpha(I)$. Коэффициент передачи энергии лазерного излучения аэрозольной средой T_e определяется отношением:

$$T_e(z, t) = \frac{E(z, t)}{E(0, t)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int d^2R \int_0^t I(R', z, t') dt'}{\int_{-\infty}^{\infty} \int d^2R \int_0^t I(R', 0, t') dt'} . \quad (1)$$

Для энергии пучка E выполняется закон сохранения:

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = - \int_{-\infty}^{\infty} \int d^2R \int_0^t \alpha(I) \cdot I(R', z, t') dt', \quad (2)$$

где \mathbf{R} , z — поперечная и продольная координаты в пучке соответственно; t — время. Если в среде не достигается порог пробоя [1], то коэффициент ослабления в водном аэрозоле определяется накапливающейся нелинейностью, и его можно считать равным $\alpha = \alpha(J_u, \omega)$, где $J_u = \alpha_n \omega_u / \rho_L C_p t_u$ — параметр, характеризующий скорость нагрева капель излучением [3]; ω — плотность энергии в пучке; α_n , ρ_L , C_p — коэффициент поглощения, плотность и удельная изобарная теплоемкость воды; ω_u — полная плотность энергии в импульсе излучения;

$$t_u = \omega_u^{-1} \int_0^{\infty} I(t') dt' -$$

длительность импульса. В этом случае уравнение (2) трансформируется к виду

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = - \int_{-\infty}^{\infty} \int d^2R \int_0^{\omega(R, z, t)} \alpha(J_u, \omega') d\omega'. \quad (3)$$

Из (3) следует, что

$$T_e(z, t) = 1 - \frac{1}{E(0, t)} \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} \int d^2R \int_0^{\omega(R, z', t)} \alpha(J_u, \omega') d\omega'. \quad (4)$$

Откуда вытекает, что с точки зрения увеличения пропускания канала излучения важно иметь наименьшее значение фактора $\int_0^w \alpha dw'$. Это достигается наибольшей заполняемостью канала излучением

и реализацией наиболее выгодных режимов просветления. Зависимость $\alpha(w)$ может быть построена теоретически на основе моделей взрывного разрушения, либо установлена экспериментально. В дальнейшем при проведении численных экспериментов использованы модели коэффициента аэрозольного ослабления $\alpha(w)$, разработанные в [1, 3].

2. При изучении распространения излучения в условиях взрывных режимов испарения частиц аэрозоля не будем учитывать ветровое движение среды, что накладывает ограничение на время рассмотрения процесса $t \ll t_v = R_0/v_0$, где R_0 – поперечный масштаб изменения интенсивности в пучке; v_0 – скорость ветра (перпендикулярно пучку). Для $R_0 \sim 10^{-2}$ м и $v_0 \lesssim 10$ м/с t_v составляет $\gtrsim 10^{-3}$ с. Поскольку обычно длительность излучения импульсных CO₂-лазеров не превышает ~ 40 мкс [4], то условие пренебрежения ветровым движением среды для таких источников всегда будет выполняться. Неучет ветрового движения среды позволяет перейти к цилиндрически-симметричной задаче. Кроме того, в анализируемой ситуации не будут учитываться эффекты многократного рассеяния света, а также рефракционные эффекты, возникающие в канале лазерного пучка из-за возмущения диэлектрической проницаемости среды [1].

Исходным для анализа распространения интенсивных лазерных пучков в дисперсных средах, где отсутствуют рефракционные эффекты, служит уравнение переноса интенсивности

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \Theta \nabla_R I + I \nabla_R \Theta = -\alpha I, \quad (5)$$

дополненное уравнением для «дифракционного» луча

$$\frac{dR_d}{dz'} = \Theta(z'); \quad \frac{d\Theta(z')}{dz'} = \frac{1}{2} \nabla_R \left(\frac{\Delta R^4}{\kappa^2 A} \right). \quad (6)$$

Граничные условия: $I(z'=0) = I_0$; $R_d(z'=z) = R$; $\frac{dR_d(z'=0)}{dz'} = \Theta_0$. Здесь $\Theta = \nabla_R \varphi / \kappa$ – поперечная составляющая вектора направления передачи энергии пучка; φ – действительная фаза, а A – действительная амплитуда волны; κ – волновое число. Рассматривается когерентное излучение. На входе в среду зададим гауссов профиль интенсивности

$$I_0 = I^0(t) \exp(-R^2/R_0^2); \quad I^0(t) = I_{\text{max}} f(t),$$

где $f(t)$ – функция, характеризующая временную структуру лазерного излучения, которую в дальнейшем зададим следующим видом:

$$f(t) = t/t_0, \quad t \leq t_0; \quad f(t) = \exp(-(t-t_0)nt_0), \quad t > t_0,$$

где n , t_0 – параметры. Будем полагать, что ослабление мало влияет на дифракцию пучка ($\alpha_0^{-1} \ll \kappa R_0^2$), поэтому в (6) используем для A линейное приближение

$$A = \frac{A_0}{g(z')} \exp(-R^2/2R_0^2 g^2(z')), \quad (7)$$

где $g(z) = [(1-z/F)^2 + z^2/\kappa^2 R_0^4]^{1/2}$ – безразмерная ширина гауссовского пучка; F – радиус кривизны фазового фронта при $z=0$.

Интегрируя (6), получим, что

$$\Theta(R_d, z') = \frac{R_d(z')}{g(z')} \cdot \frac{dg(z')}{dz'}; \quad R_d(z') = \frac{R \cdot g(z)}{g(z')}. \quad (8)$$

Выражение (8) позволяет для исследуемых пучков записать уравнение для I в интегральной форме:

$$I(R, z, t) = I^0(t) \exp(-R^2/R_0^2 g^2(z) - \tau_N(R, z, t)/g^2), \quad (9)$$

где $\tau_N = \int_0^z \alpha(R_d(z'), z', t) dz'$ – нелинейная оптическая толщина, вычисленная на „дифракционном” луче.

Обратимся к результатам численных экспериментов по прохождению фокусированных пучков импульсного CO_2 -лазера в капельных средах с различной замутненностью и при различной оптической погоде. Вид модельной зависимости коэффициента ослабления $\alpha(\mathbf{R}, z, t)$ выбирался соответственно конкретному метеообразованию (туман, дождь) [3]. Кроме того, при численных расчетах варьировались условия фокусировки, начальный размер пучка.

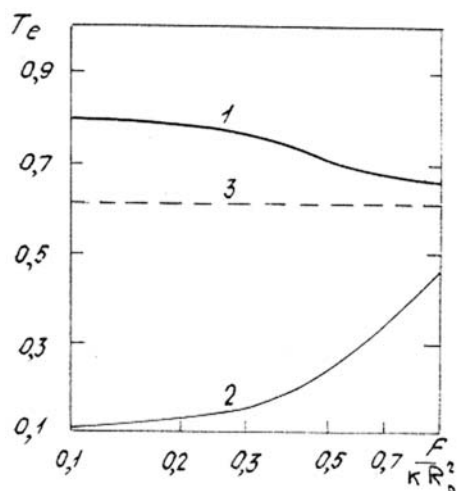


Рис. 1. Зависимость коэффициента передачи тумана (1) и дождя (2) от параметра фокусировки. 3 – уровень T_e в неослабляющей среде

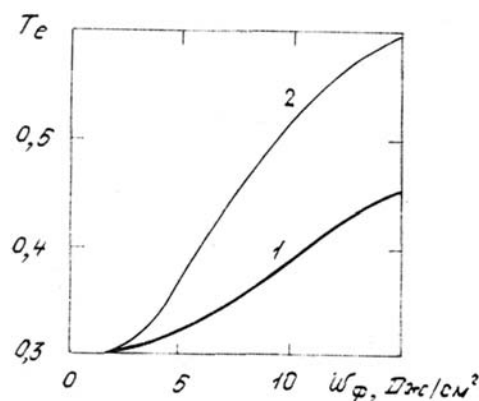


Рис. 2. Зависимость коэффициента передачи тумана ($\tau_0 = 1,2$) с параметрами $a_m = 2$ мкм, $\mu = 10$, $N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$ (1) и $a_m = 5$ мкм, $\mu = 4$, $N_0 = 10 \text{ см}^{-3}$ (2) от плотности лазерной энергии

3. Влияние условий фокусировки пучка на пропускание тумана – распределение [5] с параметрами $a_m = 3$ мкм, $\mu = 10$ с начальной оптической толщиной $\tau_0 = 0,5$ отражает рис. 1, где представлена зависимость коэффициента передачи T_e , рассчитанного в фокальной плоскости ($z/F = 1$), от безразмерного параметра фокусировки $\bar{F} = F/kR_0^2$ при фиксированном значении энергии E в пучке на входе в среду. Видно, что для туманов увеличение остроты фокусировки излучения (уменьшение параметра \bar{F}) снижает его энергетические потери. Значение коэффициента передачи для фокусированных пучков может повышаться по сравнению с коллимированным ~ до 20%. Данное обстоятельство является следствием того, что при более сильной фокусировке излучения в большей области пучка достигается пороговое значение $w_{вз}$ для взрыва частиц, который, как следует из результатов [2, 3], в тумане приводит к его просветлению.

Аналогичная зависимость $T_e(\bar{F})$ для дождя ($a_m = 700$ мкм, $\mu = 1$, $\tau_0 = 0,5$) имеет обратный характер. Здесь более высокие значения интегральной прозрачности реализуются для коллимированных пучков, поскольку взрывное разрушение крупных дождевых капель вызывает резкое увеличение ослабления среды [3].

4. В численных экспериментах наряду с параметрами пучка варьировались и параметры аэрозолей, соответствующие одному и тому же состоянию замутненности.

Так, для туманов, имеющих начальную функцию распределения, близкую к γ -распределению, одно и то же значение метеорологической дальности видимости S_M , например $S_M = 0,5$ км, при различных параметрах микроструктуры реализуется при $a_m = 5$ мкм, $\mu = 4$ и концентрации частиц $N_{01} = 10 \text{ см}^{-3}$ и $a_m = 2$ мкм, $\mu_2 = 10$, $N_{02} \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Влияние начальной микроструктуры тумана на условия распространения излучения иллюстрирует рис. 2, где изображена зависимость коэффициента передачи для рассмотренных выше двух типов тумана от плотности энергии сфокусированного пучка w_ϕ (в неослабляющей среде). Видно, что в тумане, где частицы в среднем крупнее, реализуются более высокие значения T_e при данном значении w_ϕ . Это связано с тем, что при взрывном дроблении относительно крупных частиц на множество мелких возникает дополнительное уменьшение суммарного ослабления за счет снижения доли рассеянного излучения.

5. При изучении распространения сфокусированного лазерного излучения в реальных метеообразованиях существенным является учет твердофазного фонового аэрозоля, поскольку он определяет вероятность оптического пробоя среды. При задании физической ситуации на трассе распространения важно также знать и время существования состояния оптической погоды до момента измерения. При установившемся тумане происходит как обводнение твердофазной фракции, так и ее вымывание. Исследования показали, что обводнение мало влияет на возникновение пробоя при сильном излучении [11]. В значительно большей степени влияет концентрация грубодисперсной фракции $N_{гф}$. Известно, что концентрация частиц фонового аэрозоля, а особенно грубодисперсной его части ($a \gtrsim 1$ мкм) [5] существенно падает с ростом продолжительности существования того или иного метеообразования. В связи с этим в числен-

ных экспериментах наряду с параметрами распределения функции водного аэрозоля варьировалась и концентрация грубодисперсной фракции фонового аэрозоля $N_{гф}$.

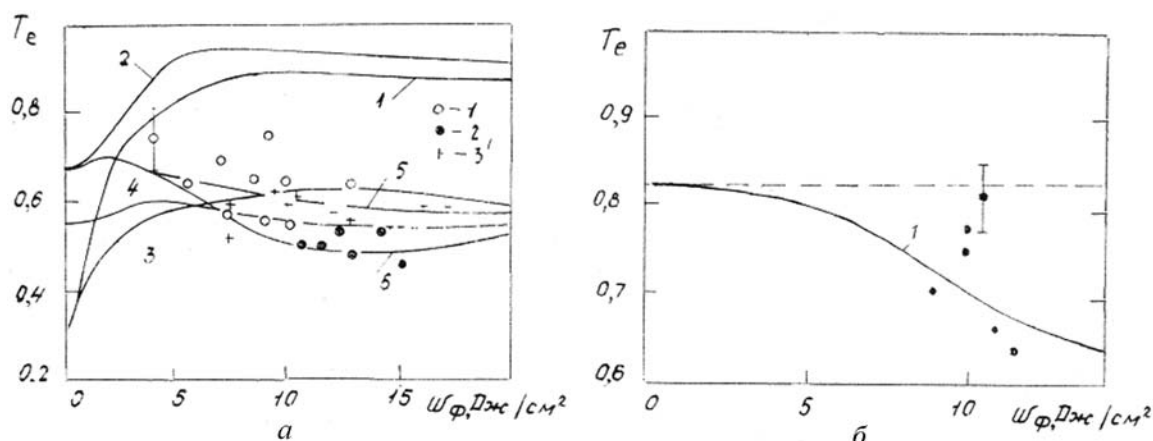


Рис. 3. Экспериментальная зависимость коэффициента передачи тумана (а) с $\tau_0 = 1,2$ (1'); 0,6 (2'); 0,4 (3'). (Сплошные линии — теоретический расчет при $\tau_0 = 1,2$ (1, 3); 0,6(4); 0,4(2, 5, 6) и дождя (б) с $\tau_0 = 0,2$ (1) от плотности энергии сфокусированного лазерного пучка (штриховая линия — соотношение для неослабляющей среды)

На рис. 3, а приведен ряд реализаций численного эксперимента для различных начальных оптических толщ тумана $\tau_0 = 1,2; 0,6; 0,4$ и представлены соответствующие экспериментальные данные [6,7]. Ослабление излучения плазмой оптического пробоя, инициируемого частицами фонового аэрозоля, учитывалось по модели вырванных параметров [8]. Пороговая интенсивность пробоя принималась равной $I_{пр} = 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$ [1]. Расчет выполнен для ряда значений концентрации грубодисперсной фракции фонового аэрозоля: $N_{гф} = 10^{-4}$ (1); 10^{-3} (2, 3); $5 \cdot 10^{-3}$ (4); 10^{-2} (5); 10^{-1} (6). Оказалось, что теоретические кривые наилучшим образом согласуются с экспериментом при $N_{гф} = 10^{-3}$ ($\tau_0 = 1,2$); $5 \cdot 10^{-3}$ ($\tau_0 = 0,6$); 10^{-2} см^{-3} ($\tau_0 = 0,4$).

Из рисунка следует, что конечный уровень интегральной прозрачности тумана характеризуется в основном концентрацией грубодисперсной фракции $N_{гф}$, определяющей концентрацию плазменных очагов. При увеличении плотности энергии излучения ω_{ϕ} от 5 до 15 $\text{Дж}/\text{см}^2$ ($\tau_0 = 0,4$) не происходит существенного падения прозрачности, так как задействуются все центры плазмообразования, а энергии в импульсе недостаточно для инициирования оптического пробоя на мелкодисперсной фракции фонового аэрозоля ($a \lesssim 1 \text{ мкм}$).

Зависимость $T_e(\omega_{\phi})$ в условиях дождя представлена на рис. 3, б. Ансамбль дождевых капель моделировался γ -распределением с параметрами $a_m = 700 \text{ мкм}$, $\mu = 1$. Подобная функция распределения достаточно хорошо аппроксимирует реальные спектры дождей [9]. Концентрация грубодисперсной фракции фонового аэрозоля считалась равной нулю. Сравнение рис. 3, а и 3, б показывает, что для установившегося тумана ($N_{гф} \rightarrow 0$) с ростом энергетики воздействия всегда наблюдается повышение прозрачности. Это связано с уменьшением сечения ослабления частиц при их дроблении [2, 3]. В условиях дождя при превышении порога взрывных режимов происходит падение коэффициента передачи, что обусловлено ростом суммарного геометрического сечения крупных дождевых капель при их разрушении [3].

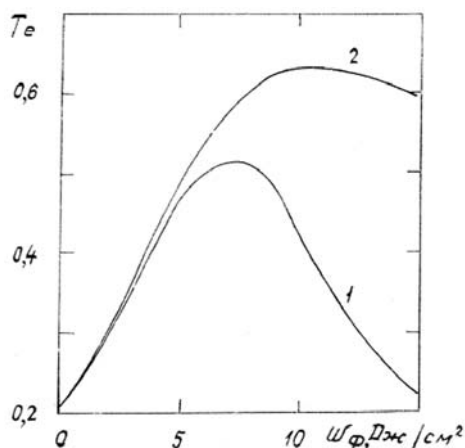


Рис. 4. Зависимость коэффициента передачи тумана ($\tau_0 = 1,6$) от плотности энергии при распространении моноимпульсного (1) и импульсно-периодического (2) излучения

6. Рассмотрим вопрос о распространении последовательности лазерных импульсов через замутненную среду. Существуют экспериментальные данные, показывающие, что использование сдвоенных импульсов в атмосфере в условиях пробоя на частицах твердого аэрозоля приводит к существенному снижению энергетических потерь по сравнению с одиночным импульсом той же энергетики [10]. Это связано с лазерной очисткой канала пучка за счет эффектов испарения и выноса твердых частиц, инициирующих пробой при высоких действующих плотностях мощности излучения. При более низких интенсивностях в капельных средах в присутствии твердой фракции также наблюдается эффект повышения коэффициента передачи для последовательности лазерных импульсов. Это видно из результатов численного расчета зависимости $T_e(\omega_\phi)$ для тумана ($\tau_0 = 1,6$), представленных на рис. 4. Рассмотрено два вида воздействия на среду: одиночным импульсом с пиковой интенсивностью $I_{\max} = 2 \cdot 10^7$ Вт/см² (кривая 1) и сдвоенными импульсами с $I_{\max 1} = I_{\max 2} = 6 \cdot 10^6$ Вт/см² (кривая 2). В фокальной плоскости параметр фокусировки F в неослабляющей среде выбирался равным 0,07. Концентрация грубодисперсной фракции $N_{\text{тф}}$ составляла 10^{-3} см⁻³. Однако эффект повышения пропускания тумана для сдвоенных импульсов излучения по сравнению с моноимпульсом той же суммарной энергетики в данном случае достигается за счет того, что энергии каждого отдельного импульса в серии недостаточно для поддержания оптического пробоя в среде, в то время как моноимпульс активизирует все центры плазмообразования.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 256 с.
2. Алмаев Р.Х., Семенов Л.П., Слесарев А.Г. //Труды ИЭМ. 1986. Вып. 40 (123). С. 4–10.
3. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Погодаев В.А. //Нелинейная оптика и оптоакустика атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР. 1983. С. 66–73.
4. Блинов Н.А., Леонтьев И.А., Рыжков Е.Г. и др. //Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2147–2149.
5. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1976. 639 с.
6. Ахтырченко Ю.В., Беляев Е.Б., Высоцкий Ю.П. и др. //Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 5–13.
7. Копытин Ю.Д., Коханов В.И., Погодаев В.А. и др. //Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 2. С. 405–411.
8. Ахтырченко Ю.В., Васильев Л.А., Высоцкий Ю.П. //II Всес. совещ. по распр. лазерн. излуч. в дисп. среде (Тезисы докл.). Обнинск: ИЭМ, 1981. С. 3–8.
9. Steiner M., Waldvogel A. //U. Atmos. Scienc. 1987. V. 44. № 20. P. 3127–3133.
10. Autric M., Caressa J.P. et al. //Proceed. of the 5th GCL Symp. Oxford. 1984. P. 44–49.
11. Землянов А.А., Мальцева Г.А., Погодаев В.А. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 6. С. 609–614.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
2 июня 1989 г.

Yu. E. Geintz, A. A. Zemlyanov, V. A. Pogodaev. **Integral Transparency of Droplet Media for Pulsed CO₂-Laser Radiation.**

The paper deals with the problem on propagation of high power focused laser beams through water aerosols under the conditions when regular and explosive droplets vaporization as well as optical breakdown can occur. An investigation is discussed into the influence of laser radiation characteristics and microstructure of aerosol on the integral transparency of the beam channel. An interpretation is done in the paper of known experimental data.