

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42

Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, В.А.Погодаев

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА В КАПЕЛЬНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АЭРОЗОЛЬНЫХ СРЕДАХ

Представлены результаты исследований по распространению интенсивного фокусированного лазерного пучка в ледяном тумане на приземной трассе. Исследуется влияние типа и микроструктуры аэрозольной среды на интегральную прозрачность канала пучка. Проводится интерпретация экспериментальных данных.

Результаты исследований распространения импульсного излучения CO₂-лазера на природных трассах позволили установить основные факторы, влияющие на уровень энергетического ослабления излучения. Величина ослабления зависит как от параметров используемого лазера, так и от физической ситуации на трассе распространения и истории ее развития [1–7]. Интерпретированные результаты природных исследований относятся, в основном, к теплomu периоду года (реализация на трассе распространения аэрозольных образований типа: туман, морось, дождь). В данной статье анализируется влияние фазового состояния аэрозоля и его дисперсности на оптические характеристики канала распространения излучения в открытой атмосфере. В качестве кристаллического аэрозоля рассмотрен случай реализации в атмосфере ледяного тумана.

Возникновение данного аэрозольного состояния атмосферы происходит при температурах воздуха $T \leq 258$ К и относительной влажности $R_1 \geq 80$ % [8]. Известно, что в приземном слое атмосферы наиболее часто встречающаяся форма ледяных кристаллов – пластинки и призмы, размер которых колеблется от 2 до 300 мкм. Ледяные кристаллы включают в себя в качестве ядер кристаллизации от одной до нескольких твердых частиц размером от 0,1 до 3 мкм и много ядер размером $\sim 0,01$ мкм. Согласно [9] в открытой атмосфере концентрация ледяных кристаллов $N \approx 200 \div 300$ м⁻³.

Лабораторные исследования распространения импульсного излучения CO₂-лазера в капельной и кристаллической облачной модельной среде выполнены в [10]. Показано, что наблюдается некоторое ухудшение условий распространения излучения. При этом процесс замутнения среды проходит практически одинаково как для кристаллического, так и для капельного туманов. Определение среднего размера вторичных аэрозольных частиц, образующихся в процессе разрушения кристаллов при взаимодействии с излучением, не позволило выделить четкой зависимости от начальной микроструктуры ($a_{ef} = 4 \div 15$ мкм) и температуры среды (до 240 К). Здесь a_{ef} – радиус сферы эквивалентного объема. Плотность энергии воздействующего импульса излучения w варьировала от 1 до 25 Дж/см².

Понимание физики процесса распространения импульсного излучения CO₂-лазера в зимних условиях невозможно без исследования процесса взаимодействия излучения с элементарным объемом среды распространения, в частности с отдельными частицами аэрозоля. В настоящее время в литературе отсутствуют экспериментальные и теоретические результаты по исследованию взаимодействия излучения с аэрозольными частицами, характерными для условий существования ледяного тумана (пластинки и призмы).

Излагаемый в данной статье анализ влияния ледяного тумана на коэффициент пропускания импульсного излучения CO₂-лазера приземной трассой велся на основе фактического материала, полученного при выполнении природных экспериментов. Процедура проведения комплексных измерений подробно изложена в [1]. Во всех сериях измерений сохранялась геометрия пучка излучения на трассе ($F_1/R_0 \sim 9 \cdot 10^2$). Здесь F_1 – фокусное расстояние передающего зеркального телескопа, формирующего пучок лазерного излучения с начальным радиусом R_0 .

Энергетические условия в лазерном пучке обеспечивали достижение порогов взрыва водного аэрозоля и оптического пробоя среды.

Газовая и аэрозольная составляющие объемного коэффициента ослабления среды во время измерений изменялись в следующих пределах: $\alpha_M = 0,033 \pm 0,045 \text{ км}^{-1}$; $\alpha_{ea} = 0,014 \pm 0,281 \text{ км}^{-1}$. Здесь $\alpha_M = \alpha_{\text{H}_2\text{O}} + \alpha_{\text{CO}_2}$ ($\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ – коэффициент континуального поглощения излучения на длине волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ парами воды, α_{CO_2} – коэффициент резонансного поглощения излучения углекислым газом); α_{ea} – коэффициент аэрозольного ослабления излучения.

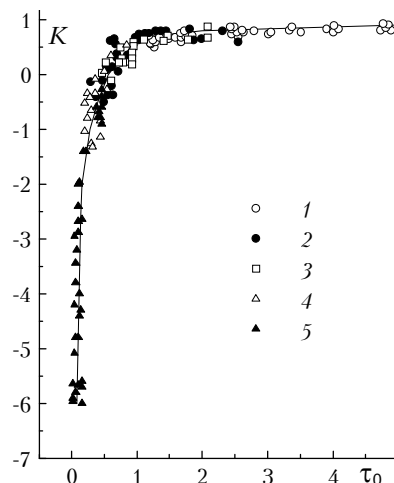


Рис. 1. Изменение оптической толщи измерительной трассы под действием одиночного импульса CO_2 -лазера в зависимости от ее первоначальной величины при различных оптико-метеорологических ситуациях: туман (1), туманная дымка (2), морось (3), дождь (4), ледяной туман (5)

Под действием лазерного излучения первоначальная оптическая толщина измерительной трассы τ_0 в различных метеоусловиях претерпевает значительные изменения (рис. 1). Типы оптической погоды: туман, туманная дымка, морось, дождь и их влияние на коэффициент пропускания трассы подробно рассмотрены в [5, 6]. Экспериментальные данные по ледяному туману хорошо вписываются в ход зависимости $K(\tau_0)$, полученной для жидкокапельных сред ($K = \Delta\tau/\tau_0$; $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_k$; τ_k – значение оптической толщи трассы после окончания импульса излучения. Диапазон вариаций $\Delta\tau/\tau_0$ для оптической погоды «дождь» и «ледяной туман» дополняется и значительно расширяется за счет фоновго аэрозоля. В зависимости от плотности энергии излучения могут быть достигнуты значения $\Delta\tau/\tau_0 < -10$.

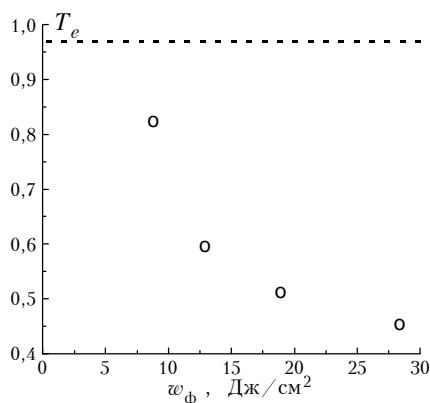


Рис. 2. Зависимость измеренного коэффициента пропускания трассы от плотности энергии излучения в фокальной плоскости формирующего телескопа для фиксированных атмосферных условий: ледяной туман, $\alpha_M = 0,041 \text{ км}^{-1}$; $\alpha_{ea} = 0,014 \text{ км}^{-1}$. Пунктирная прямая – расчетный коэффициент пропускания в линейном режиме ($T_e = 0,97$). Ветровая обстановка на трассе – штиль

Как видно из рисунка, в условиях ледяного тумана наблюдается ухудшение характеристик атмосферно-оптического канала. Во всех сериях измерений не наблюдалось перехода $\Delta\tau/\tau_0$ в область положительных значений. Для жидкокапельных сред при реализованных значениях τ_0 характерно постепенное увеличение коэффициента пропускания атмосферно-оптического канала. Это объясняется вымыванием грубодисперсной фракции фонового аэрозоля, ответственного за возникновение очагов оптического пробоя на трассе и соответствующее увеличение энергетического ослабления излучения. Увеличение энергии излучения, распространяющегося как в жидкокапельных, так и кристаллических средах, приводит к образованию очагов оптического пробоя на более мелких аэрозольных частицах, увеличивая концентрацию плазменных образований (рис. 2). В иллюстративных целях на рисунке приведены точки, полученные в стабильных атмосферных условиях (в течение нескольких часов наблюдалось отсутствие ветра). Интервал между пусками излучения не превышал 4 мин.

Инструментальный контроль аэрозольной обстановки при проведении измерений показал, что концентрация грубодисперсной фракции аэрозольных частиц ($a > 1$ мкм) составляла $\leq 10^{-2}$ см $^{-3}$.

Интегральную прозрачность (коэффициент передачи энергии) аэрозольной среды, коэффициент ослабления α которой нелинейно зависит от интенсивности лазерного пучка, определим отношением [6]:

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

где \mathbf{R} , z – поперечная и продольная координаты в пучке соответственно; t – время.

Для интенсивности излучения в отсутствие рефракционных эффектов и без учета ветрового сноса аэрозольной среды справедливо уравнение переноса

$$\frac{\partial I(\mathbf{R}, z; t)}{\partial z} + \Theta(\mathbf{R}, z) \nabla_R I(\mathbf{R}, z; t) + I(\mathbf{R}, z; t) \nabla_R \Theta(\mathbf{R}, z) = -\alpha(\mathbf{R}, z; t) I(\mathbf{R}, z; t), \quad (2)$$

дополненное уравнением для «дифракционного» луча:

$$\frac{d\mathbf{R}_d}{dz'} = \Theta(\mathbf{R}, z); \quad \frac{\partial Q(\mathbf{R}, z')}{\partial z'} = \frac{1}{2} \nabla_R \frac{\Delta_R A(\mathbf{R}, z')}{k^2 A(\mathbf{R}, z')}.$$

Граничные условия:

$$I(z' = 0) = I_0; \quad R_d(z' = z) = R; \quad \frac{d\mathbf{R}_d(z' = 0)}{dz'} = \Theta_0.$$

Здесь $\Theta = \nabla_R \phi/k$ – поперечная составляющая вектора направления передачи энергии пучка; ϕ – действительная фаза, A – действительная амплитуда волны; k – волновое число. Рассматривается когерентное излучение.

Для гауссовского профиля пучка уравнение (2) в линейном приближении преобразуется в интегральное соотношение [6]

$$I(\mathbf{R}, z, t) = I_0(t) \exp\{-R^2/R_0^2 g^2(z) - \tau_N(\mathbf{R}, z, t)\}/g^2(z), \quad (3)$$

где $\tau_N(\mathbf{R}, z, t) = \int_0^z \alpha(\mathbf{R}_d(z'), z', t) dz'$ – нелинейная оптическая толщина, вычисленная на «дифракционном» луче; $g(z) = [(1-z/F)^2 + z^2/(k^2 R_0^4)]^{1/2}$ – безразмерная ширина гауссовского пучка; F – радиус кривизны фазового фронта при $z = 0$.

Из выражений (1) и (3) следует, что для вычисления интегральной прозрачности аэрозольной среды в точке (\mathbf{R}, z) в произвольный момент времени t необходима информация о коэффициенте ослабления аэрозоля α и его зависимости от энергетических параметров лазерного излучения. Данная зависимость может быть построена теоретически на основе моделей лазерного разрушения частиц либо установлена экспериментально. В дальнейшем при интерпретации экспериментальных результатов будем использовать модели коэффициента аэрозольного ослабления, разработанные в [11].

Основным нелинейным эффектом, оказывающим определяющее влияние на коэффициент ослабления среды при распространении в водном аэрозоле мощных импульсов CO_2 -лазера при допробойных интенсивностях, является взрывное разрушение частиц [12]. Взрыв капель наступает, когда температура внутри частицы становится близкой к температуре спинодали, что при нормальном давлении для воды соответствует температуре ~ 593 К [13]. При таких перегревах в зонах энерговыделения внутри капли активно генерируются и растут паровые пузыри, которые и являются причиной разрушения капли либо ее поверхностных слоев на более мелкие частицы и пар.

В зависимости от размера частиц и энергетических способностей излучения процесс взрыва может носить однократный либо многоэтапный характер. В обоих случаях происходит взрывное вскипание–выброс пара из зоны первоначального метастабильного перегрева. Для малых капель ($2\alpha_{ab}a < 1$, где α_{ab} – объемный коэффициент поглощения вещества капли) при квазигоднородном распределении в них поглощенной энергии это приводит к разрушению частицы в целом. Для крупных капель ($2\alpha_{ab}a > 1$) при достаточно интенсивном нагреве ($\sim 10^8$ К/с) реализуется режим так называемого «послойного» взрыва [14], когда вскипание происходит из зон энерговыделения, прилегающих к освещенной и теневой поверхностям частицы. Процесс взрывного разрушения капли в данном случае может быть представлен как последовательность фаз нагрева, вскипания и отлета перегретого поверхностного слоя толщиной порядка длины поглощения излучения α_{ab}^{-1} . Такое представление позволяет рассматривать взрыв каждого отдельного слоя в рамках модели однородного фазового взрыва, развитой в [12].

Взаимодействие излучения с ледяными кристаллами будем рассматривать по следующей схеме: вначале происходит плавление кристалла и практически мгновенное стягивание расплава в каплю эквивалентного объема; затем нагревается и вскипает уже капля жидкости [15]. В этом случае, как показывают оценки, энергозатраты на первой стадии данного процесса много меньше, чем на второй. Поэтому для численных оценок прозрачности ледяного тумана можно воспользоваться моделями аэрозольного коэффициента ослабления, разработанными для капельных образований [11].

Коэффициент ослабления крупной фракции аэрозоля в поле интенсивного лазерного излучения представим в виде $\alpha = \alpha_a + \alpha_b$, где

$$\alpha_a \equiv \alpha_0 = \pi N_0 \int_0^{\infty} f_0(a) a^2 K_{ex}(a) da, \quad w < w_{ex}; \quad (4)$$

$$\alpha_a = \alpha_n^j + \alpha_d^j, \quad j w_{ex} \leq w \leq (j+1) w_{ex}, \quad j = 1, 2, \dots, J.$$

Значения α_n^j и α_d^j вычисляются следующим образом:

$$\alpha_n^j = \pi N_0 \int f_0(a) a_j^2 K_{ex}(a_j) da_j$$

– коэффициент ослабления «ядрами» капель, образовавшимися после взрывного снятия j -слоев;

$$\alpha_d^j = \alpha_{ab} N_0 \sum_{i=1}^j (1 - X_{ex}^i) \exp\{-\beta_i(w)(w - i w_{ex})\} \int f_0(a) V_a^i[a_i(a_0)] da$$

– коэффициент ослабления осколками разрушения j -слоев.

Здесь $N_0, f_0(a)$ – исходная концентрация и функция распределения ансамбля эквивалентных капель по размерам; $a_i = [a_{i-1}^3 - (3a_{i-1}^2/2\alpha_{ab})]^{1/3}$ – размер «ядра» после снятия i -слоев; $V_a^i = 2\pi a_{i-1}^2/\alpha_{ab}$ – объем i -го поверхностного слоя; $X_{ex}^i, \beta_i(w), w_{ex}$ – основные параметры процесса

фазового взрыва: степень взрывного испарения капли ($\sim 0,1 \div 0,4$ для воды при нормальном давлении), эффективность испарения осколков разрушения ($\sim 0,07 \div 0,21 \text{ см}^2/\text{Дж}$) и пороговая плотность энергии излучения, приводящая к взрыву каплей соответственно ($\sim 1,5 \div 2,0 \text{ Дж}/\text{см}^2$) [12]. Ослабление излучения плазмой оптического пробоя (коэффициент α_b), инициируемого частицами фонового аэрозоля, учитывалось по модели выравненных параметров [16], согласно которой очаги пробоя мгновенно возникают при достижении интенсивности в пучке $I(\mathbf{R}, z)$ некоторого порогового значения I_{bd} , а их рост происходит по механизму светодетонации. При $I < I_{bd}$ очаги пробоя также мгновенно исчезают. Пороговая интенсивность пробоя для длины волны излучения $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ принималась равной $I_{bd} = 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$ [17].

Подстановка (3) и (4) в выражение (1) дает решение поставленной задачи.

На рис. 3 представлен ряд реализаций зависимости $T_e(w_\phi)$, полученных численным решением (1) для различных метеорологических ситуаций на исследуемой трассе. При расчетах варьировалось также значение концентрации грубодисперсной фракции фонового аэрозоля N_g , частицы которого инициируют оптический пробой. Ансамбль аэрозольных частиц моделировался Γ -распределением с параметрами: $a_m = 5 \text{ мкм}$, $\mu = 3$ (ледяной туман); $a_m = 5 \text{ мкм}$, $\mu = 3$ (туман); $a_m = 500 \text{ мкм}$, $\mu = 3$ (дождь). Исходные данные для моделирования брались из экспериментальных данных. Для ледяного тумана $a_m = a_{ef}$. Из представленных результатов видно, что основным механизмом, приводящим к падению прозрачности водного или ледяного туманов, является оптический пробой среды, возникающий на частицах фонового аэрозоля, в то время как в дожде тот же эффект вызывает взрывное дробление капель.

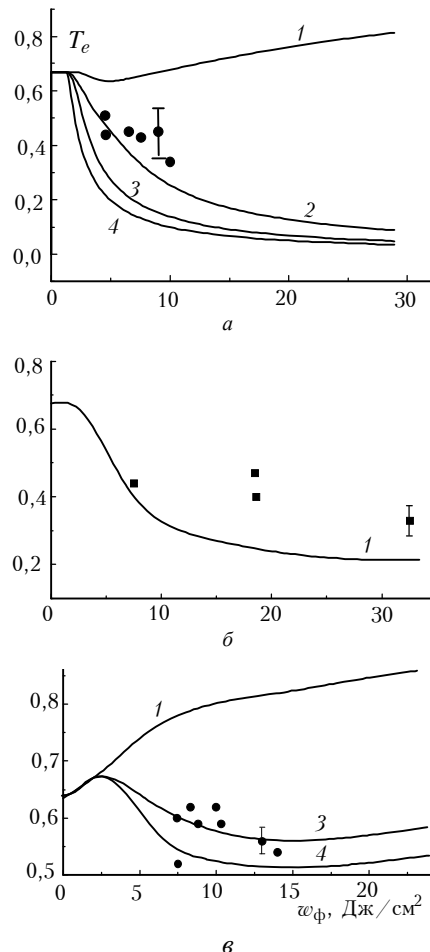


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания трассы от плотности энергии излучения для ледяного тумана (а) с $\tau_0 = 0,4$; дождя (б) с $\tau_0 = 0,4$; тумана (в) с $\tau_0 = 0,45$. Цифры у кривых соответствуют различным значениям N_g : $N_g = 0$ (1); 0,001 (2); 0,01 (3); 0,1 см^{-3} (4)

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Физическая интерпретация данных натурального эксперимента существенно зависит от выбора вида модельной зависимости аэрозольного коэффициента ослабления излучения и ее параметров.

2. Возникающие при образовании ледяного тумана ледяные кристаллы, связывая ядра кристаллизации в достаточно большие аэрозольные частицы, не способствуют их быстрому гравитационному выводу из приземного слоя атмосферы. Указанное обстоятельство приводит при фиксированном уровне энергии излучения к практически неизменной концентрации плазменных очагов, возникающих на твердофазных аэрозольных частицах. Следствием этого обстоятельства является повышенное энергетическое ослабление излучения в условиях ледяного тумана по сравнению с жидкокапельными метеообразованиями.

1. Ахтырченко Ю. В., Беляев Е. Б., Высоцкий Ю. П. и др. // Изв. вузов. Физика. 1983. N 2. С. 5–13.
2. Блинов Н. А., Леонтьев И. А., Рыжков Е. Г. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. N 10. С. 2147–2149.
3. Ахтырченко Ю. В., Высоцкий Ю. П., Голуб С. Л. и др. // Труды ИЭМ. Распространение оптического излучения в атмосфере. 1986. Вып. 40(123). С. 99–103.
4. Копытин Ю. Д., Коханов В. И., Погодаев В. А., Шишигин С. А. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. N 2. С. 405–411.
5. Землянов А. А., Мальцева Г. А., Погодаев В. А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 6. С. 609–614.
6. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Погодаев В. А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 9. С. 948–953.
7. Погодаев В. А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 339–344.
8. Ужegov В. Н., Пхалагов Ю. А., Щелканов Н. Н. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 8. С. 1067–1076.
9. Атмосфера. Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991, 509 с.
10. Бельц В. А., Волковицкий О. А., Добровольский А. Ф. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 5. С. 1027–1033.
11. Гейнц Ю. Э. Взаимодействие интенсивного лазерного излучения с поглощающим водным аэрозолем и его оптические последствия. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1990. 167 с.
12. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Погодаев В. А., Рождественский А. Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 27–34.
13. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник / Скрипов В. П., Синицин Е. Н., Павлов П. А. и др. М.: Атомиздат, 1980, 208 с.
14. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 11. С. 1426–1435.
15. Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1980. Т. 20. С. 20–289.
16. Ахтырченко Ю. В., Васильев Л. А., Высоцкий Ю. П. // 2 Всес. совещ. по распр. лазерн. излуч. в дисп. среде (Тезисы докл.). Обнинск: ИЭМ, 1981. С. 3–8.
17. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
18 апреля 1996 г.

Ju. E. Geints, A. A. Zemlyanov, V. A. Pogodayev. **Efficiency of CO₂-laser Pulsed Radiation Transfer through Droplet and Crystalline Media.**

The results of investigation of the intensive focused laser beam transmission through the ice fog over the ground path are presented in the paper. The influence of the aerosol media type and microstructure on the integral transmittance of the beam channel is studied. The interpretation of the experimental data is proposed.