

УДК 621.371.39

ИЗУЧЕНИЕ РЕФРАКЦИОННЫХ СВОЙСТВ ЗОНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ВОДНО-КАПЕЛЬНОГО АЭРОЗОЛЯ ПОСРЕДСТВОМ БОКОВОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ ЗОНДИРУЮЩИМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

*С. А. Арманд, В. П. Бисярин, В. В. Ефременко, М. А. Колосов,
Л. Н. Корнилов*

Приведены результаты экспериментальных исследований рефракционного смещения энергетического центра зондирующего лазерного пучка, пересекающего под небольшим углом область взаимодействия непрерывного излучения CO_2 -лазера с водно-капельным аэрозолем. Экспериментальные результаты сопоставлены с результатами расчетов по приближенной оптической модели, описывающей изменение коэффициента преломления при испарении аэрозоля излучением CO_2 -лазера.

Как известно, при определенных условиях распространение интенсивного излучения CO_2 -лазера в водном аэрозоле сопровождается образованием просветленной зоны, характеризующейся более высокой прозрачностью для видимых и ИК волн по сравнению с невозмущенным аэрозолем. Прохождение сигнала через просветленную зону в зависимости от мощности излучения CO_2 -лазера и начальных свойств аэрозольной среды изучалось в ряде работ [1-3]. В настоящее время известен ряд экспериментальных работ, посвященных исследованию теплового самовоздействия или рефракции лазерного излучения в водном аэрозоле [1, 4-6]. Особенность большинства из них состоит в том, что об изменении коэффициента преломления среды судят не по изменениям фазового фронта взаимодействующего с аэрозолем пучка CO_2 -лазера, а по рефракции вспомогательного излучения небольшой мощности, распространяющегося в просветленной зоне. Отличительная особенность методики, примененной в описываемых экспериментах по сравнению с методиками, использованными в работах [1, 4, 6], заключается в том, что измерения не требовали внесения каких-либо оптических элементов в пучок CO_2 -лазера. Это позволило исключить дополнительные искажения лазерного пучка и, тем самым, повысить точности и измерять рефракцию в широком (более 60 дБ) диапазоне изменения интенсивности зондирующего излучения, соответствующем изменению оптической толщи аэрозоля при просветлении, таким образом, что изменения интенсивности не влияли на результаты измерения положения энергетического центра зондирующего пучка.

1. ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕФРАКЦИИ В ПРОСВЕТЛЕННОЙ ЗОНЕ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO_2 -ЛАЗЕРА НА ВОДНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

В рассматриваемой модели предполагается, что изменение коэффициента преломления в зоне воздействия излучения CO_2 -лазера на аэрозоль обусловлено нагревом за счет тепловых потоков и потоков нагретого пара с поверхности частиц аэрозоля, а также молекулярным по-

глощением лазерного излучения в воздухе. Лазерное излучение частично поглощается каплями аэрозоля, что приводит к их разогреву и испарению. Тепловые потоки с поверхности капель вызывают нагрев окружающей среды. При этом главная роль в переносе тепла от капель принадлежит механизму теплопроводности. Вследствие испарения аэрозоля возникают также диффузионные потоки пара*, нагретого у поверхности. Суммарный тепловой поток с поверхности капли определяется соотношением

$$\tilde{w} = w_{\pi} + w_{\tau}, \quad (1)$$

где $w_{\pi} = -c_{p\pi} D (\partial \rho_{\pi} / \partial r) \Delta T_{\kappa}$, $w_{\tau} = -\lambda_{\tau} (\partial \Delta T_{\kappa} / \partial r)$, D — коэффициент диффузии, $\partial \rho_{\pi} / \partial r$ — градиент плотности пара у поверхности капли, $c_{p\pi}$ — удельная теплоемкость пара, λ_{τ} — теплопроводность воздуха, ΔT_{κ} — приращение температуры у поверхности капли. Для оценки интегрального действия системы частиц на температуру окружающей среды будем исходить из предположения о квазинепрерывности аэрозольной среды при нагреве [7]. Усредненное значение тепловой энергии в единице объема определяется соотношением

$$\langle j \rangle_{\text{сум}} = \langle j \rangle_{\tau} + \langle j \rangle_{\pi} + \langle j \rangle_{\text{м}}, \quad (2)$$

где

$$\langle j \rangle_{\tau} = \eta w N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{\pi}(r) f(r_0) dr_0,$$

$$\langle j \rangle_{\pi} = \frac{3\pi}{4} \eta (1 - \eta) \frac{c_{p\pi}}{\lambda_{\tau} L} w^2 N \int_0^{\infty} Q_{\pi}^2(r) r^3 f(r_0) dr_0,$$

$$\langle j \rangle_{\text{м}} = \alpha_{\text{м}} w,$$

w — интенсивность лазерного излучения, $\alpha_{\text{м}}$ — коэффициент молекулярного поглощения, $r = r(r_0, t)$ — радиус частицы аэрозоля, $f(r_0)$ — функция распределения радиусов частиц r_0 в момент $t = 0$, N — концентрация частиц, L — удельная теплота испарения, η — отношение энергии, выделенной одной частицей и затраченной на нагрев среды, к энергии, поглощенной частицей, Q_{π} — фактор эффективности поглощения излучения частицей. Индексы «т», «п» и «м» относятся к составляющим энергии, выделяемой за счет теплопроводности, потоков пара и молекулярного поглощения соответственно.

Для оценки скорости конвекции применим метод, использованный в работах [9, 10]. Предположив, что тепловой поток источника определяется соотношением (2), и аппроксимируя Q_{π} линейной функцией радиуса частицы r ($Q_{\pi} = \gamma_{\kappa} r$), получим уравнение, описывающее связь скорости конвекции V_{κ} с компонентами этой скорости, обусловленными различными механизмами нагрева, в виде

$$V_{\kappa}^3 - (V_{\tau}^2 + V_{\pi}^2) V_{\kappa} - V_{\text{м}}^3 = 0, \quad (3)$$

где

$$V_{\text{м}} = \sqrt[3]{\gamma \frac{V_{\pi} a^2 g}{t_{\text{н}}} \left(\frac{T_{\text{н}}}{T_0} \right)}, \quad V_{\tau} = \sqrt{ag \frac{T_{\text{н}}}{T_0} \left[1 - \exp \left(-V_{\pi} \frac{t_{\kappa}}{t_{\text{н}}} \right) \right]},$$

$$V_{\pi} = \sqrt{\frac{3}{5} Jag \frac{T_{\text{н}}}{T_0} \left[1 - \exp \left(-\frac{5}{3} V_{\pi} \frac{t_{\kappa}}{t_{\text{н}}} \right) \right]}, \quad t_{\kappa} = \frac{a}{V_{\kappa}},$$

* Предполагается, что имеет место только диффузионный режим испарения частиц [8]

$$t_n = \frac{1}{B\omega_m}, \quad B = \frac{3}{4} \frac{(1-\eta)\gamma_k}{L\rho_b},$$

$$J = \frac{c_{pn}}{c_p} \left(\frac{\rho_b}{\rho_1} \right) \frac{(\mu+4)(\mu+5)}{(\mu+1)(\mu+2)} \frac{\langle r^2 \rangle_0^{\frac{3}{2}}}{x} \frac{1}{t_n},$$

V_k — скорость конвекции, $\gamma = \alpha_m/\alpha_{n0} \eta$, c_p — теплоемкость воздуха, a — радиус пучка CO_2 -лазера, ρ_b — плотность воды, ρ_1 — плотность воздуха, $\langle r^2 \rangle_0$ — среднеквадратичный радиус частиц аэрозоля в момент времени $t=0$, α_{n0} — начальный коэффициент поглощения аэрозолем излучения CO_2 -лазера, x — температуропроводность воздуха, μ — параметр гамма-распределения частиц аэрозоля по размерам, $T_n = \frac{q_0 L}{c_p \rho_1} \frac{\eta}{1-\eta}$, q_0 — начальная водность аэрозоля, ω_m — интенсивность на оси лазерного пучка.

При выводе (3) предполагалось, что исследование характеристик аэрозольной среды осуществляется в полностью просветленной зоне, находящейся перед фронтом просветления, для которой выполнено условие

$$\sqrt{\pi} (t_k/t_n) \gg \tau, \quad (3a)$$

где $\tau = \alpha_2 z$ — оптическая толщина, α_2 — суммарный коэффициент ослабления излучения CO_2 -лазера, z — длина вдоль трассы распространения. В рассматриваемом случае можно приближенно считать, что все параметры, входящие в (3), не зависят от продольной координаты z , а распределение интенсивности близко к распределению интенсивности на входе в среду при $z=0$.

На рис. 1 представлена зависимость параметра $\sqrt{V_T^2 + V_n^2}/V_m$ от отношения V_k/V_m . Из анализа рис. 1 и формулы (3) следует, что при $V_m > \sqrt{V_T^2 + V_n^2}$

$$V_k \approx V_m, \quad (4)$$

а при $V_m < \sqrt{V_T^2 + V_n^2}$

$$V_k \approx \sqrt{V_T^2 + V_n^2}, \quad (5)$$

т. е. главную роль играет нагрев за счет аэрозоля. Параметр $\sqrt{V_T^2 + V_n^2}/V_m$, определяющий зависимость скорости конвекции V_k от характеристик лазерного пучка и аэрозоля, в свою очередь, является функцией интенсивности ω_m . На рис. 2 показаны области значений $\omega_T/\langle \omega_{п.м} \rangle$ и ω_m/ω_T , которые отличаются друг от друга преобладанием того или иного механизма нагрева и, следовательно, характеризуются разными зависимостями V_k от параметров лазерного излучения и аэрозольной среды. Параметры ω_T и $\langle \omega_{п.м} \rangle$ определены формулами

$$\omega_T = \sqrt{\frac{gT_n}{\pi T_0 a}} \frac{1}{\gamma B}, \quad \langle \omega_{п.м} \rangle = \frac{5}{3} \frac{(\mu+1)(\mu+2)}{(\mu+4)(\mu+5)} \left(\frac{c_p}{c_{pn}} \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_b} \right) \frac{x}{\langle r^2 \rangle_0} \frac{1}{B}.$$

Заштрихованная область характеризуется преобладанием нагрева за счет молекулярного поглощения ($V_k \approx V_m$). В незаштрихованной области справедлива формула (5), т. е. нагрев в основном определяется аэрозольным поглощением.

Используя соотношения (4) и (5) для V_k и результаты, представленные на рис. 1 и 2, оценим, какой механизм нагрева в просветленном канале определяет величину V_k для значений параметров, характерных для условий эксперимента. Для данного эксперимента $\omega_m \approx 200 \text{ Вт/см}^2$,

$a \approx 3 \text{ см}$, $\mu \approx 5$, $\gamma \approx 0,01$; $B \approx 0,2 \text{ см}^2/\text{Дж}$, $q_0 \approx 1 \text{ г/м}^3$, $D \approx 0,22 \text{ см}^2/\text{с}$, $L = 2446 \text{ Дж/г}$, $\rho_1 = 1,22 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $\langle r^2 \rangle_0^{1/2} \approx 5 \text{ мкм}$, $\eta \approx 0,3$, $\kappa \approx 0,19 \text{ см}^2/\text{с}$, $c_p/c_{pp} \approx 0,54$, $T_{II} \approx 0,85 \text{ К}$, $N \approx 1900 \text{ см}^{-3}$. При этих значениях параметров $\omega_T \approx 272 \text{ Вт/см}^2$, $\langle \omega_{п,м} \rangle \approx 2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$. Величина $\langle \omega_{п,м} \rangle$ совпадает с величиной $\omega_{п,м}$, полученной примерно для тех же параметров в [11] для монодисперсного аэрозоля.

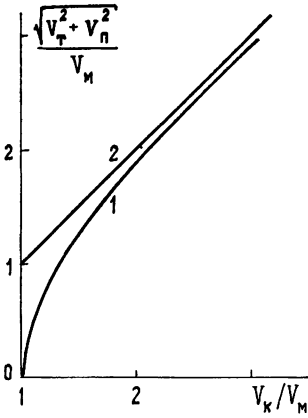


Рис. 1.

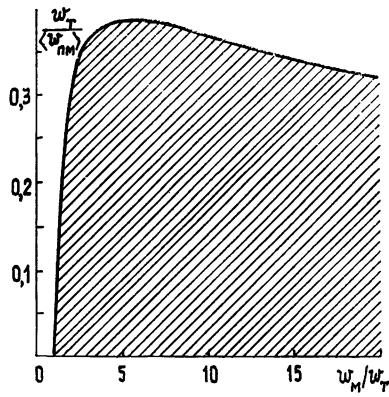


Рис. 2.

Рис. 1. График зависимости отношения $\sqrt{V_T^2 + V_p^2}/V_M$ от параметра V_K/V_M (кривая 1). Кривая 2 соответствует случаю аэрозольного нагрева в отсутствие молекулярного поглощения. V_K — скорость конвекции; V_T , V_p , V_M — составляющие скорости конвекции, соответствующие нагреву за счет теплопроводности, потоков пара и молекулярного поглощения соответственно

Рис. 2. Области значений параметров $w_T/\langle \omega_{п,м} \rangle$ и w_M/w_T , соответствующие преобладанию различных механизмов нагрева среды при формировании конвективных потоков в зоне воздействия пучка CO_2 -лазера на водный аэрозоль. Заштрихованная область характеризуется преобладанием нагрева за счет молекулярного поглощения. В незаштрихованной области преобладает нагрев за счет аэрозольного поглощения.

Из приведенных оценок следует неравенство

$$\omega_M < \omega_T \ll \langle \omega_{п,м} \rangle.$$

Отсюда $V_p \ll V_T$ и, согласно (5), в нашем случае $V_K \approx V_T$. Предполагая, что выполнено условие (3а), а также полагая, что интенсивность в поперечном сечении является гауссовой функцией радиуса, коэффициент преломления в зоне просветления можно аппроксимировать функцией вида

$$n = n_0 + \Delta n, \tag{6}$$

где

$$\Delta n = -T_{II} |dn/dT| [1 - \exp(-\theta_K)],$$

$$\theta_K \approx B w_M \int_{-\infty}^y \frac{\exp\{[-y'^2 - (x - x_0)^2]/a^2\}}{V_K(x, y')} dy'.$$

Здесь x, y — поперечные координаты лазерного пучка.

В эксперименте измерялось рефракционное смещение зондирующего пучка Δh относительно первоначального положения. Величина Δh является функцией параметров лазерного пучка, аэрозольной среды и оптических свойств просветленного канала. Знак Δh зависит от того,

какая эквивалентная линза образуется в зоне воздействия: дефокусирующая или фокусирующая. Если зондирующий пучок, пересекая область распространения пучка CO_2 -лазера, остается все время в зоне максимального просветления, то при выходе из этой зоны он, в первом приближении, будет распространяться параллельно своему направлению до входа в зону просветления. Другими словами, действие зоны просветления водного аэрозоля на зондирующий пучок, при условии пересечения осей зондирующего пучка и пучка CO_2 -лазера, приблизительно эквивалентно преломляющему действию плоскопараллельной пластинки, на которую зондирующий пучок падает под углом (см. рис. 3).

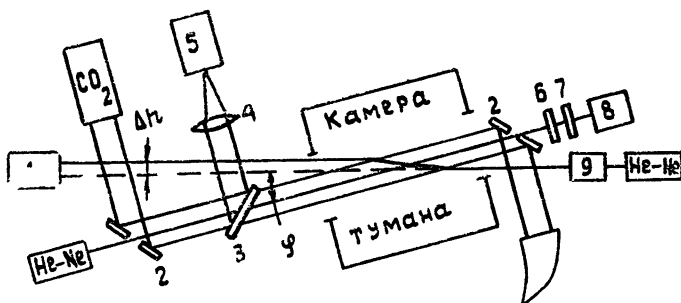


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 — измеритель рефракционного смещения зондирующего пучка; 2 — металлическое зеркало с отверстием; 3 — плоскопараллельная пластина из NaCl; 4 — линза из NaCl; 5 — измеритель мощности излучения CO_2 -лазера; 6 — кварцевая пластина; 7 — интерференционный фильтр; 8 — измеритель оптической толщины на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм; 9 — электрооптический модулятор.

Если предположить, что отсутствует полное внутреннее отражение ($\Delta h/a < 1$), то при малых углах φ относительное смещение энергетического центра зондирующего пучка $\Delta h/a$ определится формулой

$$\Delta h/a = -\chi (F(W)/\tilde{\varphi}^2), \quad (7)$$

где $\tilde{\varphi} = \varphi/\alpha_2 a$, α_2 — коэффициент ослабления аэрозоля, $W = (\sqrt{\pi}/2) (t_k/t_n)$,

$$F(W) = 2 \int_0^{\infty} \{1 - \exp[-W \exp(-\xi^2)]\} d\xi,$$

$$\chi = \frac{q_0 L}{c_p \rho_1} \frac{\eta}{1 - \eta_1^2} \frac{dn/dT}{(\alpha_2 a)^2}.$$

Учитывая, что T_n и $\chi/\tilde{\varphi}^2$ пропорциональны начальной водности или, при фиксированной длине трассы в тумане, начальной оптической толщине, а в свою очередь,

$$V_k \propto \sqrt{a T_n} \propto \sqrt{a \tau_{0,63}}$$

($\tau_{0,63}$ — оптическая толщина для длины волны зондирующего излучения $\lambda = 0,63$ мкм), можно убедиться, что функция $\Delta h/a \tau_{0,63}$ является универсальной функцией параметра $\sqrt{a/\tau_{0,63}} w_m$.

Таким образом, измеряемое рефракционное смещение Δh связано с коэффициентом преломления в зоне взаимодействия излучения CO_2 -лазера с водным аэрозолем следующей формулой:

$$\frac{\Delta h}{a \tau_{0,63}} = A \left(\frac{dn/dT}{\varphi^2} \right) F \left(C \sqrt{\frac{a}{\tau_{0,63}}} w_m \right), \quad (8)$$

где

$$A = \frac{4}{3} \frac{L}{c_p \rho_1} \frac{\eta}{1 - \eta} \frac{1}{\gamma_k \beta_k l},$$
$$C = B \left[\frac{3}{4} \left(\frac{1 - \eta}{\eta} \right) \left(\frac{c_p T_0}{L} \right) \frac{\beta_k \rho_1 \gamma_k l}{g} \right]^{1/2},$$

$\beta_k = \tau_{0,63} / \tau_{10,6}$, $\tau_{10,6}$ — оптическая толщина на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм, l — длина трассы вдоль оси пучка CO_2 -лазера, g — ускорение свободного падения.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения проводились в камере искусственного тумана форсуночного типа [12]. Упрощенная схема эксперимента показана на рис. 3. Пучок одного из двух He-Ne-лазеров вводился в камеру туманов соосно с пучком непрерывного CO_2 -лазера. На выходе камеры интенсивность излучения на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм измерялась и регистрировалась. На основании этих данных определялась текущая оптическая толщина тумана $\tau'_{0,63}$ и степень просветления аэрозоля $\Delta\tau = \tau_{0,63} - \tau'_{0,63}$, где $\tau_{0,63}$ — начальная оптическая толщина аэрозоля на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм. Пучок второго He-Ne-лазера распространялся навстречу излучению CO_2 -лазера и пересекал ось воздействующего пучка в центре камеры тумана под углом $\varphi = 20^\circ$. Смещения энергетического центра зондирующего пучка измерялись в горизонтальной плоскости с помощью специально разработанного устройства [13]. Основная трудность при измерениях рефракционного смещения лазерного пучка связана со значительными изменениями интенсивности зондирующего излучения при просветлении аэрозоля. Преодолеть эту трудность удалось, применив двойную модуляцию зондирующего излучения. Амплитудная модуляция с частотой 110 кГц использовалась для автоматического регулирования усиления (АРУ) приемного тракта. Выходное напряжение приемного тракта при включенной системе АРУ изменялось не более чем на 1,5 дБ при изменении входного сигнала на 60 дБ. На частоте модуляции 2,7 кГц осуществлялось синхронное детектирование в дифференциальной схеме измерения разности интенсивностей двух частей пучка, разделенного призмой. Измеренное напряжение пересчитывалось в линейное смещение энергетического центра лазерного пучка с использованием данных предварительной калибровки устройства. Помимо оптической толщины тумана и рефракционного смещения зондирующего пучка в каждом опыте контролировалась мощность излучения CO_2 -лазера. Измерения проводились после наполнения камеры туманом и выключения форсунок, т. е. во время естественного распада аэрозоля.

До момента ввода излучения CO_2 -лазера в камеру туманов энергетический центр зондирующего пучка флуктуирует около среднего начального положения из-за наличия турбулентных неоднородностей коэффициента преломления в невозмущенном аэрозоле. После ввода излучения CO_2 -лазера наблюдался характерный максимум смещения зондирующего пучка, соответствующий нагреву воздуха в канале до установления конвекции. После установления конвективного отвода тепла из канала смещение зондирующего пучка продолжало изменяться случайным образом около нового среднего значения, причем менялось среднеквадратичное отклонение флукутационных смещений и, следовательно, их спектр. После выключения CO_2 -лазера центр зондирующего пучка возвращался к начальному положению.

При обработке данных каждого опыта использовались три участка записи. По результатам измерения координаты центра зондирующего

пучка до и после воздействия на аэрозоль находились оценки среднего положения и среднеквадратичного отклонения центра. Аналогичные оценки среднего по реализации и среднеквадратичного отклонения определялись для участка, соответствующего воздействию излучения CO_2 -лазера на аэрозоль. Величина рефракционного смещения Δh определялась как разница средних значений координаты центра пучка при воздействии на аэрозоль и без воздействия. Результаты измерения рефракционных смещений Δh представлены на рис. 4. Вертикальные

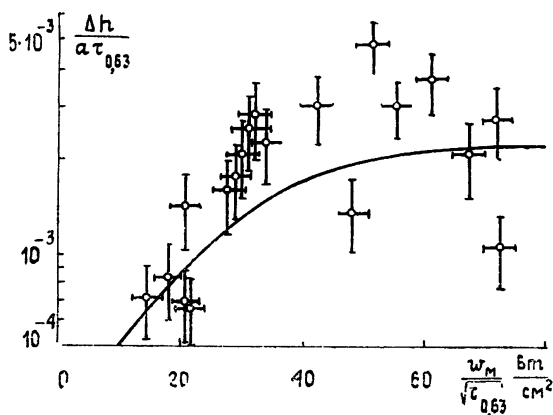


Рис. 4 Результаты измерения рефракционного смещения Δh зондирующего пучка в зависимости от плотности мощности на оси пучка CO_2 -лазера ω_m и начальной оптической толщины аэрозоля на длине волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ — $\tau_{0,63}$; a — радиус пучка CO_2 -лазера. Сплошная кривая — результат расчета по приближенной оптической модели.

и горизонтальные отрезки соответствуют 95-процентным доверительным интервалам. На этом же рисунке сплошной линией показана расчетная зависимость нормированного отклонения от величины $\omega/\sqrt{\tau_{0,63}}$, полученная с помощью (8). На начальном участке изменения величины $\omega/\sqrt{\tau_{0,63}}$ рассчитанные и измеренные значения $\Delta h/a\tau_{0,63}$ имеют близкий характер изменения. На рис. 4 видно, что при $\omega/\sqrt{\tau_{0,63}} > 40 \text{ Вт/см}^2$ наблюдается насыщение роста величины $\Delta h/a\tau_{0,63}$. Этот факт можно объяснить действием ряда обстоятельств. Во-первых, с ростом энергии пучка растет степень выпаривания аэрозоля в зоне воздействия, вследствие чего области с максимальным градиентом коэффициента преломления, удаляясь от центра пучка CO_2 -лазера, уменьшаются по ширине. Во-вторых, с ростом энергии в пучке могут расти флуктуации в канале, которые обуславливают разрушение сформированной оптической неоднородности.

Наряду с регулярной рефракцией в канале, как отмечалось выше, имели место флуктуационные смещения энергетического центра зондирующего пучка. При воздействии лазерного излучения на аэрозоль менялся характер флуктуаций, а именно возрастало среднеквадратичное отклонение энергетического центра относительно среднего значения, что может быть связано с ростом интенсивности турбулентных флуктуаций коэффициента преломления в канале при просветлении аэрозоля. Было установлено, что турбулентные флуктуации растут с ростом степени просветления $\Delta\tau$. Степень просветления $\Delta\tau$ характеризует уменьшение оптического сечения аэрозольных частиц при их испарении, т. е. она пропорциональна полезным затратам энергии ИК излучения, расходуемым на создание просветленного канала. Таким образом, с ростом

этих затрат наблюдался рост среднеквадратичного отклонения флуктуационных смещений энергетического центра зондирующего пучка. В то же время исследование зависимости $\Delta\tau = f(\tau_{0,63})$, выполненное с помощью тех же основных элементов аппаратуры [14], показало, что при плотностях излучения CO_2 -лазера $20 < \omega < 50 \text{ Вт/см}^2$ имело место почти полное просветление, т. е. $\Delta\tau \approx \tau_{0,63}$ вплоть до $\tau_{0,63} \approx 7$. Это дает возможность считать, что интенсивность флуктуаций растет с ростом $\tau_{0,63}$. К сожалению, недостаточная статистическая обоснованность не позволила оценить аналитический характер этой зависимости.

Помимо оценок среднеквадратичного отклонения, по записям оценивались спектры случайных смещений центра зондирующего пучка в горизонтальной плоскости при различных плотностях излучения и начальных оптических толщах аэрозоля. Полученные несглаженные оценки спектров показали некоторый рост составляющих спектров в области частот от 0,1 до 1 Гц при воздействии на аэрозоль. Получению статистически обоснованных оценок мешала нестационарность процесса, вызванная естественным распадом аэрозоля в процессе измерения. Образование дополнительных турбулентных неоднородностей в просветленном канале при наличии ветра со скоростью $V_B \approx 7 \text{ см/с}$ исследовалось экспериментально по флуктуациям интенсивности зондирующего пучка [15]. Авторами [15] показано, что при возрастании $\tau_{0,63}$ от 1 до 5 отношение дисперсии флуктуаций интенсивности в канале к дисперсии в невозмущенном аэрозоле увеличивалось примерно от 2 до 8.

Из результатов данной работы можно сделать следующие выводы:

1) Применение разработанной методики и аппаратуры для изучения рефракционных свойств зоны просветления водно-капельного аэрозоля непрерывным излучением CO_2 -лазера подтвердило наблюдавшееся ранее (см., например, [4, 5]) образование оптически неоднородной области, что вызвано нагревом воздуха при испарении аэрозоля. Результаты измерений регулярной рефракции удовлетворительно согласуются с расчетами на основе приближенной модели, учитывающей нагрев среды в канале за счет молекулярного поглощения, а также передачи тепла от нагретых капель вследствие теплопроводности и потоков пара.

2) Просветление аэрозоля приводит к турбулизации среды, которая проявляется в увеличении среднеквадратичного отклонения энергетического центра зондирующего пучка лазерного излучения, распространяющегося сквозь просветленную зону. Дисперсия смещений при воздействии излучения CO_2 -лазера плотностью мощности 30 Вт/см^2 возрастает в 2—7 раз при увеличении степени просветления от 0,05 до 2,5. Возрастание степени турбулизации аэрозольной среды при просветлении наблюдалось также в [15].

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Атмосферная оптика / Под ред. О. А. Волковицкого. Труды Института экспериментальной метеорологии, 1974, вып. 5 (43)
- 2 Зуев В. Е., Букатый В. И., Кузиковский А. В. и др. — ДАН СССР, 1974, 218, № 3, с. 558.
- 3 Бисярин В. П., Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Соколов А. В. — Изв вузов — Физика, 1977, № 11 (186), с. 132.
- 4 Бельц В. А., Волковицкий О. А., Нерушев А. Ф., Николаев В. П. — Труды Института экспериментальной метеорологии, 1978, вып. 18 (71), с. 67
- 5 Бехтин Ю. И. — Изв. АН СССР Сер. Физика атмосферы и океана, 12, № 7, с. 726
- 6 Букатый В. И., Коньтин Ю. Д., Хмелевцов С. С. — В сб.: Квантовая электроника — М. Сов. радио, 1973, № 1 (13), с. 70
- 7 Армант С. А., Бехтин Ю. И., Пожидаев В. Н. — Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 10, с. 2033.

8. Волков Ф. Г., Головин А. М. — Журнал прикладной механики и технической физики, 1968, № 4, с. 83
9. Wagner W. C., Marburger J. H. — Opt. Commun., 1971, 3, № 3, p. 19
10. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. В. — ЖТФ, 1975, 45, № 12, с. 2485.
11. Пинчук С. Д. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — Томск: 1978, ч. 2, с. 165.
12. Ослабление лазерного излучения в гидрометеорах. / Под ред. Колосова М. А. — М.: Наука, 1977. — С. 64.
13. Ефременко В. В., Корнилов Л. Н. — ПТЭ, 1980, № 2, с. 178
14. Андреев Г. А., Бисярин В. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение лазерного излучения в атмосфере Земли. — М.: ВИНТИ, 1977. — С. 136.
15. Волковицкий О. А., Диденко Н. К., Пинчук С. Д. — Труды Института экспериментальной метеорологии, 1978, вып. 18 (71), с. 78

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
16 апреля 1980 г.

STUDY OF REFRACTION PROPERTIES OF BLEACHING ZONE OF WATER-DROP AEROSOL BY SIDE RAYING OF SOUNDING LASER BEAM

S. A. Armand, V. P. Bisyarin, V. V. Efremenko, M. A. Kolosov, L. N. Kornilov

Experimental results are presented of refraction energetic centre shift of a sounding laser beam crossing under a small angle an interaction region of a continuous radiation of CO₂ laser with water-drop aerosol. Experimental results are compared with calculation ones over the approximate optical model describing variation of refraction coefficient when evaporating of the aerosol by CO₂ laser radiation.

ГОТОВИТСЯ К ПУБЛИКАЦИИ

ОБЗОР А. Д. ДАНИЛОВА «ФИЗИКА ОБЛАСТИ D И ПРОГНОЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН»

(Радиофизика, № 10, 1981)

Рассмотрено влияние области D ионосферы на распространение радиоволн в спокойных условиях и во время различного рода возмущений.

Анализируются два подхода к построению физических моделей области D — создание детальных и упрощенных фотохимических схем. Показано, что в настоящее время более перспективными являются упрощенные схемы, и на примере трехионной схемы описаны их возможности.

Рассмотрены имеющиеся подходы к прогнозированию состояния области D и некоторых эффектов распространения радиоволн.

Отмечается, что в настоящее время основу существующих методов прогноза составляют методы, базирующиеся на статистике, и что прогноз распространения радиоволн в возмущенных условиях требует надежного прогнозирования солнечных явлений
