

Просветление полидисперсного водного аэрозоля лазерным импульсом в диффузионно-конвективном режиме

А.Н.Кучеров

Исследовано распространение лазерного импульса ИК диапазона через слой водного аэрозоля (туман, облака). Учтывались относительное движение пучка и среды, дифракционное расплывание, тепловое самовоздействие лазерного пучка, поглощение и рассеяние излучения частицами, испарение частиц (просветление аэрозоля), распределение частиц по размерам. Задача распространения решалась численно на макроуровне с масштабом порядка поперечного размера пучка, воздействие излучения на капли рассматривалось на микроуровне с масштабом порядка радиуса частиц. Получено удовлетворительное соответствие теоретических результатов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: лазерный пучок, сферические капли, испарение, просветление среды.

1. Введение

При исследовании проблемы просветления водного аэрозоля лазерным пучком вводят два масштаба: поперечный размер лазерного пучка $r_0 \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ м (макромасштаб) и характерный радиус капель аэрозоля $a \sim 10^{-6}$ м (микромасштаб) [1–3]. Интерес представляет ИК диапазон длин волн лазерного излучения, в котором есть окна прозрачности в воздухе [4, 5]. Для типичных уровней водности $w \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ кг/м³ (масса конденсата на единицу объема) [6] лазерный импульс с относительно невысокой мощностью (~ 1 кВт) позволяет существенно снизить на короткое время, равное по порядку величины длительности импульса, оптическую толщину среды, пропустить по каналу просветления зондирующий пучок и осуществить дистанционное зондирование или оптическую связь. Сложная многопараметрическая проблема просветления решается, как правило, при значительных (и не всегда справедливых) упрощениях: доля поглощенной каплями энергии, идущая на испарение, полагается постоянной или заранее известной из оценок функцией других величин; используются упрощенные зависимости коэффициентов поглощения и ослабления излучения от параметров среды; влияние аэрозольной среды описывается с помощью гладкой в макромасштабе функции водности $w(x, y, z, t)$ (приближение водности).

В настоящей работе коэффициенты поглощения и рассеяния вычисляются на основе теории Ми [7], размеры и температура частиц, а также функция распределения капель по размерам рассчитываются конечно-разностным методом, параболическое уравнение распространения пучка решается методом разложения в ряды Фурье, а доля поглощенной энергии, которая идет на испарение капли, вычисляется на каждом шаге (по времени и ко-

ординатам). В зависимости от интенсивности нагревающего каплю излучения (от числа Маха для скорости пара на внешней границе слоя Кнудсена) существуют следующие режимы ее испарения и разрушения: диффузионный, диффузионно-конвективный, дозвуковой, звуковой, взрывной [8]. В настоящей работе исследуется процесс просветления при умеренных скоростях испарения с поверхности капель (диффузионный и диффузионно-конвективный режимы). Отметим, что высокоскоростные режимы испарения начинаются при температурах, близких к температуре кипения [8].

2. Постановка задачи

Уравнение распространения лазерного излучения в поглощающей и рассеивающей аэрозольной среде в макромасштабе запишем для медленно меняющейся амплитуды электрического поля E (интенсивность $I = EE^*$) [9]:

$$-2ikn_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \left[2k^2 n_0 (n_0 - 1) \times \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} E - i(\alpha_g + \alpha) kn_0 E \right] = 0, \quad (1)$$

$$E|_{z=0} = E_0(x), \quad E|_{x \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0, \quad (2)$$

$$h_0 \left[\frac{\partial(\rho - \rho_0)}{\partial t} + V_0 \frac{\partial(\rho - \rho_0)}{\partial x} \right] = -\alpha_g I - \alpha_{\text{eff}} I, \quad (3)$$

$$\rho|_{t=0} = \rho_0, \quad \rho|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow \rho_0. \quad (4)$$

Здесь z – продольная координата; x – поперечная пучку координата; t – время; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; n_0 – показатель преломления невозмущенного газа; ρ , ρ_0 – плотность газа и ее начальное невозмущенное значение; h_0 – энтальпия невозмущенного газа; V_0 – скорость поперечного потока; α – линейный коэффициент ослабления излучения аэрозодем; $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_{\text{abs}} \eta$ – эффективный коэффициент поглощения излучения газом; α_g , α_{abs} – коэффи-

А.Н.Кучеров. Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ) им. проф. Н.Е.Жуковского, Россия, 140180 Жуковский, Московская обл., ул. Жуковского, 1; e-mail: ank@aerocentr.msk.su

Поступила в редакцию 19 сентября 2005 г., после доработки – 30 ноября 2005 г.

циенты поглощения излучения газом и аэрозодем; η – доля поглощенной аэрозодем энергии, уходящей в газ.

Не ограничивая общности, рассмотрим плоский пучок с начальным гауссовым поперечным распределением интенсивности $E_0(x) = \sqrt{I_0} \exp[-(x/r_0)^2/2]$, где $I_0 = P_0/\pi r_0^2$ – характерная интенсивность излучения; P_0 – полная мощность; r_0 – радиус пучка. Коэффициенты поглощения и ослабления излучения аэрозодем есть [6, 7]

$$\alpha(x, z, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 Q_{\text{ext}}(a) f(a) da, \quad \beta = \frac{\alpha}{w}, \quad (5)$$

$$\alpha_{\text{abs}}(x, z, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 Q_{\text{abs}}(a) f(a) da, \quad \beta_{\text{abs}} = \frac{\alpha_{\text{abs}}}{w}, \quad (6)$$

$$\alpha_{\text{eff}}(x, z, t) = \pi N \int_0^\infty a^2 Q_{\text{abs}}(a) \eta_a f(a) da = \alpha_{\text{abs}} \eta,$$

$$w(x, z, t) = \frac{4\pi N \rho_w}{3} \int_0^\infty a^3 f(a) da.$$

Здесь $\beta_{\text{abs}}, \beta$ – удельные (на единицу массы) коэффициенты поглощения и ослабления излучения аэрозодем; w – водность аэрозоля; $\eta_a = j_T S / Q_{\text{abs}} \sigma I = 4j_T / Q_{\text{abs}} I$ – доля теплопотерь в газ от поглощенной энергии на одной частице; $S = 4\pi a^2$, $\sigma = \pi a^2$ – полная площадь поверхности и площадь сечения шара; N – число частиц в единице объема; Q_{ext} – фактор ослабления излучения на шаре радиусом a ; $f(a)$ – функция распределения частиц по размерам (радиусам).

В микромасштабе радиуса капли a изменения радиуса капли, ее температуры T и функции распределения частиц по размерам f описываются уравнениями [1, 2]

$$\frac{\partial a}{\partial t} + V_0 \frac{\partial a}{\partial x} = -\frac{j}{\rho_w}, \quad a|_{t=0} = a_0, \quad (7)$$

$$\rho_w C_w \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_0 \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \alpha_d I(x, z, t) - \frac{3}{a} (jH_w + jT), \quad T|_{t=0} = T_\infty, \quad (8)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V_0 \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial a} \left(f \frac{da}{dt} \right) = 0, \quad (9)$$

$$f|_{t=0} = f_0(a_0) \equiv \frac{\mu^{\mu+1} a_0^\mu}{\Gamma(\mu+1) a_m^{\mu+1}} \exp\left(-\mu \frac{a_0}{a_m}\right).$$

Здесь j (кг·м⁻²·с⁻¹), j_T (Вт/м²) – плотности потоков массы и тепла с поверхности капли; ρ_w (кг/м³), C_w (Дж·кг⁻¹·К⁻¹) – плотность и удельная теплоемкость воды; H_w (Дж/кг) – удельная теплота испарения; a_0, T_∞ – начальные радиус капли и ее температура, равная температуре окружающей среды; $\alpha_d = 3Q_{\text{abs}}/4a$ – усредненный по объему коэффициент поглощения излучения каплей; Q_{abs} – фактор поглощения излучения каплей радиусом a ; $f_0(a_0)$ – начальное распределение частиц по размерам, выбранное в виде двухпараметрического гамма-распределения с параметрами μ и a_m (a_m – модальный (наиболее вероят-

ный) радиус). Потоки массы и тепла с поверхности капли имеют вид

$$j = \begin{cases} \frac{\langle \rho D \rangle}{a} \ln \left(\frac{1 - Y_\infty}{1 - Y} \right), & T < T_b, \\ \rho_K u_K, & T \geq T_b, \end{cases} \quad (10)$$

$$Y_\infty = \frac{p_{s\infty} m_v}{p_\infty m},$$

$$j_T = \begin{cases} -\langle k \rangle \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=a} = j \langle k \rangle \left\langle \frac{C_p}{k} \right\rangle \frac{T - T_\infty}{e^{(ja(C_p/k))} - 1}, & T < T_b, \\ \rho_K u_K \left[h_K(T_K) - h_s(T) + \frac{u_K^2}{2} \right], & T \geq T_b. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по температурному диапазону теплофизических характеристик – коэффициента диффузии пара D , удельной теплоемкости газа C_p и коэффициента теплопроводности воздуха k ; $Y = \rho_v/\rho$ и Y_∞ – относительная массовая концентрация пара и ее значение в окружающем воздухе; ρ_v – плотность пара; ρ – плотность смеси газа (воздуха и пара); $p_{s\infty}, p_\infty$ – давление насыщенного пара и воздуха при температуре T_∞ ; m_v, m – молярные массы пара и воздуха; ρ_K, u_K – плотность и скорость пара на внешней границе слоя Кнудсена [10]; $h_s(T)$ и $h_K(T_K)$ – энтальпия пара, насыщенного при температуре поверхности капли T , и энтальпия пара на верхней границе слоя Кнудсена. Температура T_b , близкая к температуре кипения, разделяет медленные и высокоскоростные режимы испарения. Анализ изменения величин по всему температурному диапазону капли, от начального T_∞ до критического значения (647.3 К), выполнен в работе [8].

Уравнение распространения (1) решалось методом разложения в ряды Фурье с применением быстрого фурье-преобразования [11], уравнения нагрева и испарения капли, а также уравнения эволюции функции распределения частиц по размерам – с помощью конечно-разностной схемы Мак-Кормака второго порядка аппроксимации по времени и координате [12, 13].

Обезразмерим уравнения, для чего отнесем координату z к длине трассы L , координату x – к начальному радиусу r_0 , время t – к характерному значению $t_0 = r_0/V_0$, функцию поля E – к $\sqrt{I_0}$, радиусы частиц – к a_m , температуру – к T_∞ , функцию распределения частиц по размерам – к $f_m = f_0(a_m)$, водность – к w_0 , а коэффициенты α_g, α , и α_{eff} – к характерным значениям α_{g0}, α_0 , и $\alpha_{\text{eff}0}$:

$$\alpha_{g0} = \alpha_g(T_\infty), \quad \alpha_0 = \pi N a_m^2 Q_{\text{ext}}(a_m),$$

$$\alpha_{\text{eff}0} = \eta_0 \pi N a_m^2 Q_{\text{abs}}(a_m).$$

Параметры подобия в уравнении (1): число Френеля $F = kn_0 r_0^2/L$, параметры ослабления излучения газом ($N_g = \alpha_{g0} L$) и аэрозодем ($N_\beta = \alpha_0 L$), параметр теплового самовоздействия (самопреломления) $N_T = (L/L_T)^2$, где $L_T = r_0/[Q(n_0 - 1)/n_0]^{1/2}$ – длина теплового самовоздействия (длина заметного изменения поперечника пучка вследствие нагрева среды и изменения показателя преломления), $Q = \alpha_{\text{eff}0} I_0 t_0 / \rho_0 h_0$.

В правую часть уравнения нагрева (8) входят параметры

$$Q_I = \frac{\alpha_{\text{dm}} I_0 t_0}{\rho_w C_w T_\infty}, \quad Q_H = \frac{j_0 H_\infty t_0}{a_m \rho_w C_w T_\infty},$$

$$Q_{jT} = \frac{jT_0 t_0}{a_m \rho_w C_w T_\infty}$$

(где $\alpha_{dm} = \alpha_d(a_m)$; $D_\infty = D(T_\infty)$; j_0, j_{T_0} – характерные значения), определяющие интенсивность теплоподвода, затраты на испарение и теплотери через поверхность капли соответственно. Оценки и решения уравнений (7), (8) показывают, что нагрев каплей осуществляется за более короткое время $\Delta t \sim t_0/Q_I$, чем их испарение, которое происходит при медленном уменьшении температуры при условии $dT/dt \approx 0$, или $Q_I \sim Q_H + Q_{jT}$. Эффективность просветления определяет КПД или параметр испарения $\eta_v = jH_w/(jH_w + jT)$ [1, 2, 14]. При $dT/dt \approx 0$ имеем $\eta_v = 1 - \eta_a$. Примем $Q_I = 3(Q_H + Q_{jT})$ и введем характерный КПД $\eta_{v0} = j_0 H_\infty / (j_0 H_\infty + j_{T0})$; при этом $j_0 = \alpha_{dm} I_0 \times a_m \eta_{v0} / 3H_\infty$, $j_{T0} = j_0 H_\infty (1 - \eta_{v0}) / \eta_{v0}$.

Поскольку параметр поглощения излучения газом N_g мал для коротких трасс ($L < 10^2$ м), примем $N_g \equiv 0$.

В уравнения (7), (9) входит безразмерный параметр

$$N_{v0} = \frac{\alpha_{dm} I_0 \eta_{v0} r_0}{3\rho_w H_w V_0}, \quad (12)$$

характеризующий эффективность (скорость, силу) процесса уменьшения капли и, следовательно, процесса просветления среды. Это параметр микромасштаба. Более точно процесс просветления в макромасштабе радиуса пучка r_0 характеризуется интегральным параметром

$$N_v = \int_0^\infty \frac{\alpha_d(a) \eta_v(a) I_0 r_0}{3\rho_w H_w V_0} f(a) da. \quad (13)$$

Параметр N_v понадобится в дальнейших исследованиях для сравнения результатов с приближением водности. Коэффициент поглощения α_d и параметр испарения η_v зависят от радиуса капли a и существенно меняются по времени и координатам. Удобнее пользоваться фиксированным, не зависящим от координат параметром просветления N_{v0} . Можно также использовать некоторое характерное постоянное значение η_{v0} , например

$$\eta_{v,\min} = \left[1 + \frac{k_\infty T_\infty^2 m p_\infty R}{\rho_\infty D_\infty H_\infty^2 m^2 p_{s,\infty}} \right]^{-1}$$

(нижний предел диффузионного испарения), или известное из оценок число, если изменяются температура, давление окружающего воздуха и другие параметры. Примем $\eta_{v0} = 0.5$, $\eta_0 = 1 - \eta_{v0} = 0.5$. В результате просветления уменьшается оптическая толщина аэрозоля

$$\tau(x, z, t) = \int_0^z \alpha dz. \quad (14)$$

Вместо параметра ослабления излучения аэрозолем N_β можно использовать эквивалентный параметр, отличающийся на постоянный множитель, – начальную оптическую толщину $\tau_0 = \tau(x=0, L, t=0)$.

При построении численного решения шаги расчетной сетки составили: $\Delta t = 10^{-4} - 10^{-3}$, $\Delta x = 0.1$ (число узлов сетки $N_x = 64$), $\Delta z = 0.04$ ($N_z = 25$), $\Delta a = 0.1 a_m$ ($N_a = 40$). Потоки массы пара и тепла с поверхности капли рассчитывались до температуры T_b (близкой к точке кипения) и после ее достижения соответственно по формулам диффузионно-конвективного и дозвукового (в пределе – звукового) режимов с интерполяцией в промежуточном ин-

тервале. В настоящей работе анализируются результаты диффузионно-конвективного режима испарения.

3. Основные результаты

Рассмотрим несколько вариантов, существенно различающихся давлением и температурой окружающего воздуха.

Вариант I. При атмосферном давлении окружающей среды $p_\infty = 1.01325 \times 10^5$ Па и температуре $T_\infty = 293.15$ К (плотность воздуха $\rho_\infty = 1.225$ кг/м³, давление насыщенного пара $p_{s,\infty} = 2.337 \times 10^3$ Па или параметр относительного давления насыщенного пара $N_p = p_{s,\infty}/p_\infty = 2.30 \times 10^{-2}$ и $T_b = 373$ К) рассмотрим однородный водный аэрозоль с числом частиц N в единице объема 10^8 м⁻³, модальным радиусом каплей $a_m = 5$ мкм, с начальным распределением Хргиана – Мазина $\mu = 2$ и, следовательно, с начальной водностью $w(x, z, t=0) \equiv w_0 = 3.14 \times 10^{-4}$ кг/м³. При построении численного решения примем $a \in [a_{\min}, a_{\max}]$, где $a_{\min} = 0.1 a_m = 0.5$ мкм, $a_{\max} = 3.9 a_m = 19.5$ мкм.

Вариант II. Давление $p_\infty = 0.89876 \times 10^5$ Па, $T_\infty = 281.65$ К (плотность воздуха $\rho_\infty = 1.11$ кг/м³, давление насыщенного пара $p_{s,\infty} = 1.1916 \times 10^3$ Па, $N_p = 0.01326$, $T_b = 369.7$ К). Здесь и в вариантах III, IV остальные физические параметры те же, что и в варианте I.

Вариант III. Давление $p_\infty = 5.0535 \times 10^4$ Па, температура $T_\infty = 252.38$ К ($\rho_\infty = 0.697$ кг/м³, $p_{s,\infty} = 167$ Па, $N_p = 2.378 \times 10^{-3}$, $T_b = 354.8$ К).

Вариант IV. Давление $p_\infty = 0.0756 \times 10^5$ Па, температура $T_\infty = 216.66$ К ($\rho_\infty = 0.12159$ кг/м³, $p_{s,\infty} = 4.00$ Па, $N_p = 5.291 \times 10^{-4}$, $T_b = 313.6$ К).

Примем, что $N_\beta = 0.1$ ($\tau_0 = 0.5664$), $N_T = 0, 1$, $N_{v0} = 1$, длина волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм (тогда $Q_{\text{abs}}(a_m) = 0.524$, $Q_{\text{ext}}(a_m) = 0.972$, $\alpha_{dm} = 7.86 \times 10^4$ м⁻¹, $\alpha_0 = 7.64 \times 10^{-3}$ м⁻¹, $\alpha_{\text{eff}0} = 2.06 \times 10^{-3}$ м⁻¹, $L = 13.09$ м), мощность пучка $P_0 = 1$ кВт (при этом $r_0 = 0.0234$ м, $V_0 = 0.0726$ м/с, $t_0 = 0.323$ с, $I_0 = 5.80 \times 10^5$ Вт/м², характерная энергия импульса $E_0 = P_0 t_0 = 323$ Дж).

На рис.1,а показано, как радиус капли изменяется по времени t , а также по продольной координате z вдоль трассы и по поперечной координате x (в момент $t/t_0 = 1.5$). На рис.1,б приведены изменения температуры при переходе от мелких каплей (минимальный диаметр 0.5 мкм) к крупным (максимальный диаметр 19.5 мкм), вдоль трассы z для капли, начальный радиус которой равен максимальному ($a_0 = 19.5$ мкм), а также с течением времени t . Типичные изменения температуры капли – быстрое достижение максимального значения за характерное время $\Delta t/t_0 \sim \alpha_{dm} I_0 / \rho_w C_w T_\infty = 1/Q_I$ (в рассматриваемом примере $T_{\text{max}} = 313$ К), а затем медленное остывание с уменьшением размеров капли за характерное время $\Delta t/t_0 \sim \rho_w a_m / t_0 j_0 = 3\rho_w H_\infty / (\alpha_{dm} I_0 t_0 \eta_{v0}) = 1/N_{v0}$ (кривая 4). На рис.1,в приведены функции распределения $f(a)$ каплей по размерам в центре пучка ($x = 0$) в различные моменты времени.

На рис.2 представлены полученные в различные моменты времени поперечные распределения интенсивности излучения после прохождения слоя аэрозоля протяженностью $L = 13.09$ м и поперечные распределения оптической толщины $\tau(x, L, t)$. Тепловое самовоздействие учитывалось ($N_T = 0.1$), но, как показал анализ, было мало. Заметные отличия от случая $N_T = 0$ наблюдались при $N_T \geq 0.2$.

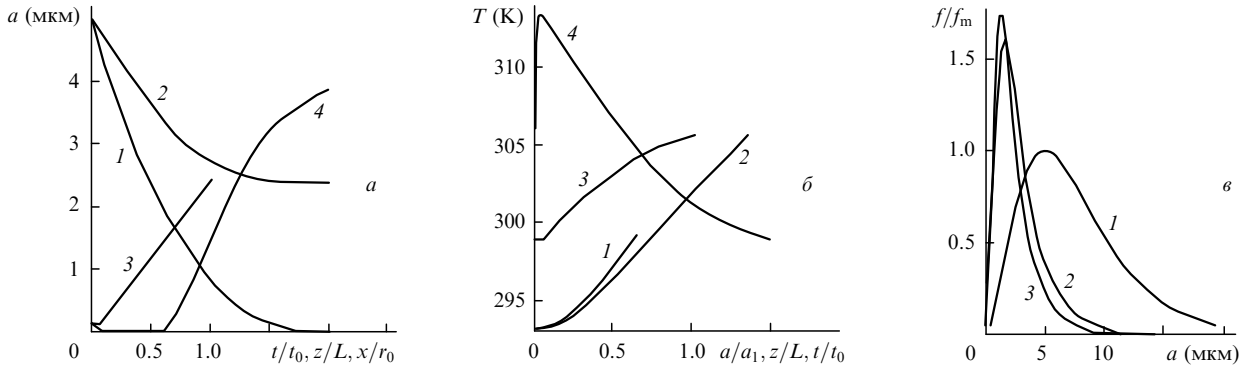


Рис.1. Изменения радиуса капли с течением времени t при $z = 0$ (1), $z = L$, $a_0 = 5$ мкм (2), вдоль трассы z при $t/t_0 = 1.5$, $x = 0$ (3) и по поперечной координате x при $z = 0$, $t/t_0 = 1.5$ (4) (а), изменения температуры при переходе от мелких капель к крупным при $z = 0$ (1), $z = L$, $t/t_0 = 1.5$, $x = 0$ (2), вдоль трассы z при $a_0 = 19.5$ мкм, $t/t_0 = 1.5$, $x = 0$ (3) и с течением времени t при $a_0 = 19.5$ мкм, $z = 0$, $x = 0$ (4), $a_1 = 10$ мкм (б) и функция распределения частиц по радиусам $f(a)$ в моменты времени $t/t_0 = 0$ (1), 1.0 (2) и 2.0 (3) (координаты $x = 0$, $z = L$) (в). Результаты приведены для варианта I: мощность пучка $P_0 = 10^3$ Вт, длина волны $\lambda = 10.6$ мкм, модалный радиус $a_m = 5$ мкм, параметр $\mu = 2$, начальная водность $w_0 = 3.14 \times 10^{-4}$ кг/м³, длина трассы $L = 13.09$ м. Параметры подбора: $N_\beta = 0.1$ ($\tau_0 = 0.5664$), $N_T = 0.1$, $N_{v0} = 1$, $N_p = 2.30 \times 10^{-2}$, $F = 24.8 \gg 1$.

Исследования, результаты которых приведены на рис.3, проводились в диапазоне параметров подбора $N_\beta = 0 - 0.5$ ($\tau_0 = 0 - 2.832$) и $N_{v0} = 0 - 2$. Им предшествовало создание нескольких вариантов численных алгоритмов и программ построения решения полной системы уравнений в нестационарных условиях и в стационарном пределе как при относительно небольших, так и при значительных изменениях температуры капель. Например, в стационарном пределе реализованы два алгоритма. В одном для построения решений уравнений (1)–(11) использовалась явная схема с очень малым шагом по x : $\Delta x/r_0 = 0.00625$. В другом алгоритме шаги по координате x были крупными ($\Delta x/r_0 = 0.1$) и на каждом шаге осуществлялась итерационная процедура. Получено соответствие результатов с погрешностью менее 1%. В нестационарных вариантах погрешность могла достигать 10%.

Для варианта I получены уровни пропускания излучения – уровни функции прозрачности $Tr = I(x = 0, z = L, t)/I_0 = 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1$ в плоскости параметров подбора $\tau_0 - N_{v0}$ (при $N_T = 0.1$) в различные моменты времени и в стационарном пределе $t/t_0 = \infty$. По виду кривые аналогичны приведенным на рис.3 из работы [3] для приближения водности. Отметим, что погрешность

расчетов возрастает при уменьшении параметров τ_0 и N_{v0} . Некоторые данные приведены в табл.1.

На рис.3 показаны уровни уменьшения оптической толщины $\Delta\tau/\tau_0$ в различные моменты времени t/t_0 и в стационарном пределе $t/t_0 = \infty$.

В табл.2 для вариантов I и II сравниваются результаты по просветлению аэрозольного слоя одинаковой оптической толщины τ_0 лазерным пучком мощностью

Табл.1. Прозрачность просветленной среды $Tr = I(x = 0, z = L)/I_0$ в центре пучка в конце трассы для варианта I ($N_p = 2.30 \times 10^{-2}$).

τ_0	N_{v0}	t/t_0		
		0.5	1.5	∞
1.133	1	0.277	0.500	0.504
	2	0.531	0.726	0.786
2.266	1	0.0356	0.0920	0.0948
	2	0.105	0.391	0.394
2.833	1	0.0118	0.0323	0.0337
	2	0.0371	0.188	0.192

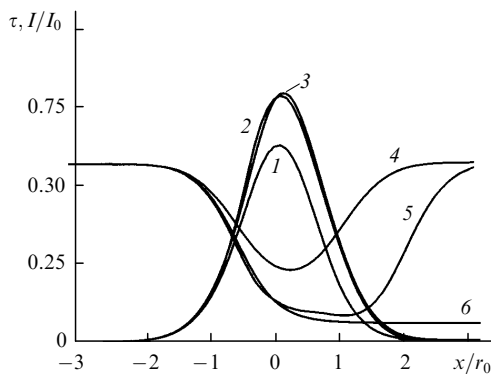


Рис.2. Поперечные распределения интенсивности I пучка лазерного излучения, прошедшего через аэрозольный слой толщиной L (1–3), и оптической толщины τ (4–6) в моменты времени $t/t_0 = 0.5$ (1, 4), 1.5 (2, 5) и ∞ (3, 6) при параметрах подбора $N_\beta = 0.1$, $N_T = 0.1$, $N_{v0} = 1$, $F \gg 1$ и $N_p = 2.30 \times 10^{-2}$ (вариант I).

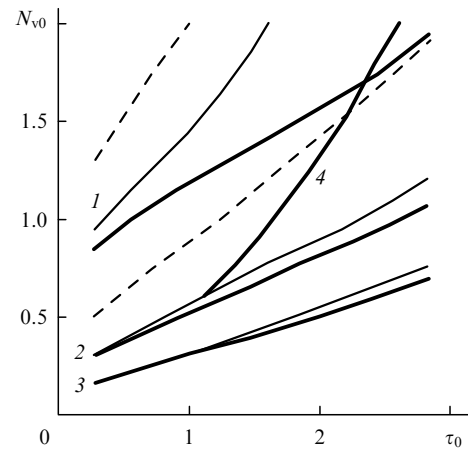


Рис.3. Уровни уменьшения оптической толщины $\Delta\tau/\tau_0 = (\tau_0 - \tau_{min})/\tau_0 = 0.9$ (1), 0.7 (2) и 0.5 (3) в моменты времени $t/t_0 = 1$ (штриховые кривые), 2.0 (сплошные кривые) и ∞ (жирные кривые) на плоскости параметров подбора начальная оптическая толщина τ_0 – параметр просветления N_{v0} при $N_T = 0.1$, $F \gg 1$, $N_p = 2.30 \times 10^{-2}$ (вариант I). Кривая 4 – $\Delta\tau/\tau_0 = 0.3$, вариант III ($N_p = 2.378 \times 10^{-3}$, $t/t_0 = \infty$).

Табл.2. Прозрачность среды $T_g = I(x = 0, z = L)/I_0$ в центре пучка в конце трассы и относительные изменения оптической толщины $\Delta\tau/\tau_0 = (\tau_0 - \tau_{\min})/\tau_0$ аэрозольной среды в стационарном пределе для вариантов I ($N_p = 2.30 \times 10^{-2}$) и II ($N_p = 1.326 \times 10^{-2}$); $P_0 = 1$ кВт, $N_T = 0.1$, $N_{v0} = 0.3$.

Вариант	τ_0	Tg	$\Delta\tau/\tau_0$
I	0.5664	0.476	0.608
II		0.468	0.571
I	1.133	0.177	0.459
II		0.165	0.402
I	1.699	0.0608	0.351
II		0.0556	0.300

1 кВт при одних и тех же параметрах N_T и N_{v0} и разных значениях N_p . Различия в прозрачности среды и в оптической плотности возрастают с ростом τ_0 и превышают 15 % при $\tau_0 \approx 1.7$ в случае уменьшения N_p в 1.73 раза.

В табл.3 приведены уровни интенсивности прошедшего через аэрозоль излучения в центре пучка и максимальные уменьшения оптической толщины аэрозоля по сечению пучка для вариантов I и III ($N_p \approx 2.38 \times 10^{-3}$). При изменении N_p на порядок различия между ними превышают 100 %. Наконец, в табл.4 сопоставлены прозрачности и оптические толщины аэрозоля в зоне пучка для вариантов I и IV (при $N_p \approx 5.3 \times 10^{-4}$, что на два порядка меньше, чем в варианте I). Характеристики прозрачности канала просветления, представленные в табл.4, оказываются в варианте IV почти на порядок меньше, чем в исходном варианте I. Приведенные на рис.3 и в табл.2–4 результаты для вариантов I–IV демонстрируют существенную роль параметра $N_p = p_{s\infty}/p_\infty$, который зависит от температуры окружающей среды T_∞ и давления p_∞ .

Во всех рассмотренных ситуациях температура капель не превышала T_b , т. е. испарение происходило в диффузионно-конвективном режиме. При $N_T \geq 0.1$ реализуются режимы высокоскоростного испарения, которые в настоящей работе не рассматривались. Отметим, что эффект теплового самовоздействия влияет на результаты незначительно. При $N_T > 0.2$ наблюдается заметное смещение профиля интенсивности излучения навстречу потоку газа, но значения $\Delta\tau/\tau_0$ при $N_T = 0.2$ изменяются слабо. Дифракционное расширение пучка не играло существенной роли в рассмотренных ситуациях при числе Френеля $F \gg 1$.

Заметим, что для полного подобия рассматриваемых ситуаций недостаточно выдерживать постоянными N_T , N_p , N_{v0} и N_p . На микроуровне задачи есть и другие параметры, влияющие на результат, например на просветление влияет длина волны или дифракционный параметр $2\pi a/\lambda$. Также влияют, хотя и менее сильно, параметры,

Табл.3. Прозрачность среды $T_g = I(x = 0, z = L)/I_0$ в центре пучка в конце трассы и относительные изменения оптической толщины $\Delta\tau/\tau_0$ аэрозольной среды в стационарном пределе для вариантов I и III ($N_p = 2.378 \times 10^{-3}$); $P_0 = 1$ кВт, $N_T = 0.1$, $N_{v0} = 2$.

Вариант	τ_0	Tg	$\Delta\tau/\tau_0$
I	1.133	0.755	0.928
III		0.256	0.684
I	1.699	0.562	0.924
III		0.0786	0.482
I	2.266	0.328	0.918
III		0.0243	0.358

Табл.4. Прозрачность среды $T_g = I(x = 0, z = L)/I_0$ и изменение оптической толщины $\Delta\tau/\tau_0$ аэрозольного слоя в стационарном пределе для вариантов I и IV ($N_p = 5.29 \times 10^{-4}$); $P_0 = 1$ кВт, $N_T = 0.1$, $\tau_0 = 0.5664$.

Вариант	N_{v0}	Tg	$\Delta\tau/\tau_0$
I	1	0.763	0.901
IV		0.336	0.0948
I	2	0.890	0.930
IV		0.338	0.0988
I	3	0.913	0.933
IV		0.341	0.1181

связанные с начальным законом распределения капель по размерам и с начальным радиусом капель. Вместе с тем установлено, что при постоянных параметрах N_T , N_p , N_{v0} и N_p изменения водности w_0 , числа частиц в единице объема и длины трассы L на результате не сказываются. Заметно влияют изменения мощности пучка.

4. Сравнение с экспериментом

Сопоставим расчетные результаты с экспериментальными данными [1]. Эксперименты были выполнены с CO₂-лазером (длина волны $\lambda = 10.6$ мкм) мощностью $P_0 = 800$ Вт с диаметром пучка $2r_0 = 40$ мм в движущемся перпендикулярно (со скоростью 30 см/с) аэрозольном слое толщиной 4 м [15]. Зондирующее излучение создавалось ртутной лампой ДРШ-100 ($\lambda = 0.57$ мкм), узкий (2×2 мм) пучок направлялся поперек просветляемой зоны в направлении движения среды. Излучение собиралось с помощью линзы и поступало на ФЭУ-69. Измерения проводились при оптической толщине слоя $\tau = 0.2 - 2.8$ на длине волны просветляющего пучка 10.6 мкм или $\tau_0 = 1.02 - 6.57$ на длине волны зондирующего излучения 0.57 мкм.

На рис.4 представлены зависимости функции прозрачности $T_g = I(x = r_0, L, t)/I(r_0, 0, t)$ зондирующего излучения от времени для разных начальных оптических толщин. Соответствие с экспериментальными точками удовлетворительное. На рис.5 показаны зависимости функ-

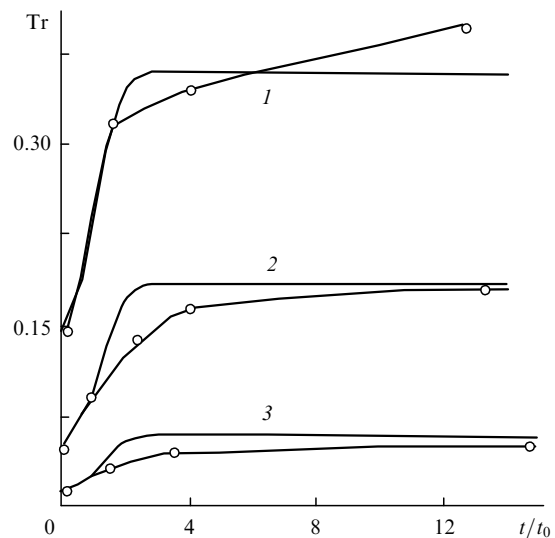


Рис.4. Зависимости прозрачности аэрозольного слоя ($L = 4$ м) $T_g = I(x = r_0, z = L, t)/I(r_0, 0, t)$ от времени t на длине волны 0.57 мкм при начальных оптических толщинах $\tau_0 = 1.91$ (1), 2.95 (2) и 4.27 (3). Точки – эксперимент [1, 15].

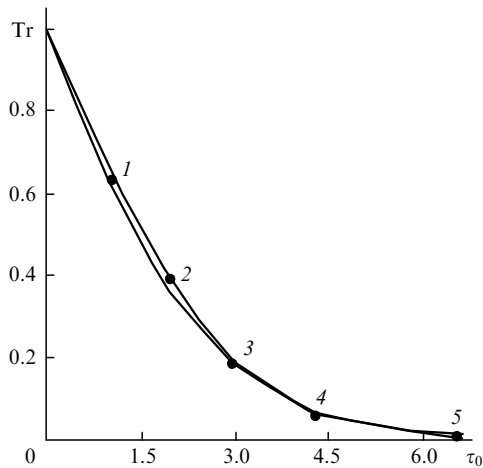


Рис.5. Прозрачность аэрозольного слоя $T\gamma$ в стационарном пределе как функция начальной оптической толщины τ_0 . Экспериментальные точки 1–5 [1, 15] получены при $a_m = 1.75$, $\mu = 5$, $\tau_{0(10.6)} = 0.206$ (1.02 при $\lambda = 0.57$ мкм) (1), $a_m = 1.75$, $\mu = 4$, $\tau_{0(10.6)} = 0.445$ (1.91) (2), $a_m = 2.0$, $\mu = 4$, $\tau_{0(10.6)} = 0.814$ (2.95) (3), $a_m = 2.5$, $\mu = 5$, $\tau_{0(10.6)} = 1.413$ (4.27) (4) и $a_m = 3.0$, $\mu = 5$, $\tau_{0(10.6)} = 2.80$ (6.57) (5); параметры подбора $N_{v0} \approx 0.24$, $F = 59.1 \gg 1$ и $N_T = 0.00924, 0.0159, 0.0279, 0.0562$, и 0.106 (для точек 1–5 соответственно).

ции прозрачности $T\gamma$ в стационарном пределе при больших значениях t во всем вышеупомянутом диапазоне начальных оптических плотностей аэрозольной среды. Следует ожидать, что с увеличением параметра просветления N_{v0} результаты существенно улучшатся. Приведенные в табл.5 функции прозрачности на расстоянии экспоненциального радиуса пучка, а также изменения оптических толщин на длинах волн 10.6 и 0.57 мкм показывают, что в эксперименте можно было добиться значительного увеличения характеристик просветленной зоны только за счет изменения радиуса пучка и скорости движения среды.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе представлены основные физические характеристики и параметры подбора нестационарного процесса просветления мелкодисперсного водного аэрозоля лазерным пучком. Ранее такая задача решалась при сильном упрощении в предположении квазипостоянной температуры $dT/dt \approx 0$ [1, 2]. Показано, что на результат существенно влияют

Табл.5. Прозрачность среды на расстоянии экспоненциального радиуса $T\gamma_{10.6}(r_0) = I(x=r_0, z=L)/I(r_0, 0)$, $T\gamma_{0.57}(r_0)$ на длинах волн 10.6 и 0.57 мкм соответственно. Изменения оптической толщины аэрозольного слоя $\Delta\tau_{10.6}/\tau_0, \Delta\tau_{0.57}/\tau_0$ в стационарном пределе в условиях эксперимента [1, 15] при $P_0 = 800$ Вт, $\tau_0 = 1.413$ ($\tau_{0.57} = 4.27$), $N_T = 0.0562$, $N_p = 2.30 \times 10^{-2}$, $N_{v0} = 0.238, 0.5, 1$ ($r_0 = 0.02, 0.0289, 0.0409$ м, $V_0 = 0.30, 0.0994, 0.0351$ м/с).

N_{v0}	$T\gamma_{10.6}(r_0)$	$T\gamma_{0.57}(r_0)$	$\Delta\tau_{10.6}/\tau_0$	$\Delta\tau_{0.57}/\tau_0$
0.238	0.231	0.0586	0.513	0.360
0.5	0.523	0.1699	0.798	0.613
1	0.811	0.3870	0.934	0.791

параметр просветления N_{v0} , параметр теплового самодействия N_T , параметр оптической толщины N_p (или τ_0) и параметр относительного давления насыщенного пара N_p .

Продемонстрирована возможность существенного увеличения прозрачности просветляемой среды путем увеличения параметра N_{v0} при постоянной мощности прямоугольного импульса за счет изменения радиуса пучка и скорости движения среды.

Получено удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

1. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. *Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках* (Л.: Гидрометеиздат, 1982).
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. *Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле* (Новосибирск: Наука, 1984).
3. Кучеров А.Н. *Квантовая электроника*, **22** (3), 253 (1995).
4. *Справочник по лазерам. Т.2*. Под ред. А.М.Проخورова (М.: Сов. радио, 1978).
5. Борейшо А.С. *Квантовая электроника*, **35** (5), 393 (2005).
6. *Облака и облачная атмосфера. Справочник*. Под ред. И.П.Мазина, А.Х. Хргиана (Л.: Гидрометеиздат, 1989).
7. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
8. Кучеров А.Н. *ТВТ*, **29** (1), 144 (1991).
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1979).
10. Knight J. *AIAA J.*, **17**(5), 519 (1979).
11. Fleck J.A., Jr., Morris J.R., Feit M.D. *Appl. Phys.*, **10** (2), 129 (1976).
12. McCormack. *AIAA Paper*, No. 69-354 (1969).
13. Пейре Р., Тэйлор Т. *Вычислительные методы в задачах механики жидкости* (Л.: Гидрометеиздат, 1986).
14. Kucherov A.N. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, **43** (15), 2793 (2000).
15. Волковицкий О.А., Мамонов В.К. *Квантовая электроника*, **4** (5), 1113 (1977).