

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК: 535.21

А.Н. Кучеров

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ВЕТРЕ, ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ И ДИФРАКЦИОННОМ РАСПЛЫВАНИИ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА

Выполнено исследование стационарного процесса просветления водного аэрозоля лазерным пучком при относительном движении среды и пучка. Показано снижение эффективности процесса просветления в условиях теплового самовоздействия и дифракции. Получены границы областей просветления (по заданным уровням пропускания интенсивности в центре пучка) в пространстве параметров подобия. Приведены конкретные примеры в физических переменных.

Обширная библиография по изучаемой проблеме содержится в [1–6]. Аналитическое решение задачи в приближении водности, в пределе геометрической оптики, рассматривалось в [3, 4, 7–11]. Существует множество вариантов этого решения, в которых с различной степенью точности учитывались расходимость пучка, тепловое самовоздействие и т.д. Первые попытки построения численного решения с учетом дифракции и теплового самовоздействия предпринимались в [12–14].

Распространение пучка в аэрозольной среде описывается системой уравнений параксиальной оптики и аэрогидродинамики. Направим ось z по ходу пучка, ось x – по поперечной компоненте V_{\perp} скорости относительного движения (или ветра) пучка и аэрозольной среды. В безразмерном виде оптическое уравнение с граничными условиями имеет вид

$$2F \frac{\partial u}{\partial z} + i \nabla_{\perp}^2 u = - [2iFN \rho_1(I; M; \text{Re}_D) + N_{\alpha} + N_b w] F u. \quad (1)$$

$$u \Big|_{z=0} = u_0(x, y, t); \quad u \Big|_{x, y \rightarrow \mp} \rightarrow 0. \quad (2)$$

В (1) $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; u – комплексная функция электромагнитного поля (связанная с безразмерной интенсивностью соотношением $I = uu^*$); $u_0(x, y, t)$ – известное распределение этой функции в начале трассы; $F = 2\pi r_0^2/\lambda L$ – число Френеля; r_0 – начальный радиус пучка; λ – длина волны излучения; L – характерная длина трассы; $N_{\alpha} = \alpha_g L$ – параметр молекулярного (газового) поглощения излучения; α_g – линейный (м^{-1}) коэффициент поглощения излучения паровоздушной смесью; $N_b = bw_* L$ – параметр аэрозольного ослабления; w_* – начальная характерная водность среды – концентрация жидкой (капельной) фазы аэрозоля; $b = b_a + b_d$ – удельный коэффициент аэрозольного ослабления излучения ($\text{м}^2/\text{кг}$); b_a, b_d – соответствующие коэффициенты поглощения и рассеяния; $N = (L/L_T)^2$ – параметр теплового самовоздействия пучка; $L_T = r_0/\sqrt{\varepsilon(n_0 - 1)/n_0}$ – длина теплового самовоздействия; $\varepsilon = b_a(1 - \beta_T)w_* I_* t_a/\rho_g h_g$ – масштаб возмущения плотности среды; $\rho_g, h_g = C_p T_0$; n_0 – начальные плотность, энтальпия (температура T_0 , теплоемкость C_p), показатель преломления невозмущенного воздуха; β_T – безразмерный коэффициент, характеризующий долю поглощенной энергии, которая идет на испарение капель ($\beta_T = 0,3-1,0$ в зависимости от начальной температуры T_0 , характерной интенсивности I_* , начального радиуса капли r_{a0}); $t_a = r_0/V$ – характерное аэродинамическое время (время пролета частицы среды поперек пучка). Координату z отнесли к L , координаты x, y – к r_0 , интенсивность излучения I – к характерному значению I_* . Для

рассматриваемого в дальнейшем первоначально гауссова распределения величина I_* есть максимальное значение

$$I \Big|_{z=0} = \frac{I_{\text{физ}}}{I_*} = I_0(x, y, t) = \exp(- (x^2 + y^2)_{\text{физ}} / r_0^2) f(t),$$

где $f(t)$ – временной закон изменения интенсивности в начальном сечении (далее $f(t)$ – ступенчатая функция).

Безразмерная функция ρ_1 в уравнении (1) описывает возмущение плотности паровоздушной среды $\Delta\rho/\rho_g = 1 + \varepsilon\rho_1(x, y, z, t)$ и находится вместе с функцией водности w из уравнений аэрогидродинамики

$$\left(\frac{1}{N_i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) \rho_1 = \frac{1}{\text{Pe}} \nabla_{\perp}^2 \rho_1 - \left[w + \frac{N_{\alpha}}{N_b} \frac{b}{b_a(1-b_T)} \right] I. \quad (3)$$

$$\rho_1 \Big|_{t=0} = 0; \quad \rho_1 \Big|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (4)$$

$$\left(\frac{1}{N_i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) w = \frac{1}{\text{Pe}_D} \nabla_{\perp}^2 w - N_v w I. \quad (5)$$

$$w \Big|_{t=0} = w_0(x, y, z); \quad w \Big|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow w_0(x, y, z). \quad (6)$$

Здесь $w_0(x, y, z)$ – начальное распределение функции водности; $N_v = t_a/t_v$ – параметр испарения (просветления); $t_v = H_0/b_a\beta_T I_*$ – характерное время испарения аэрозоля; H_0 – удельная (Дж/кг) теплота испарения воды; $N_i = t_0/t_a$ – параметр нестационарности; t_0 – характерная длительность излучения; $\text{Pe} = \rho_g C_p V r_0/k_0$ – число Пекле газа; k_0 – коэффициент теплопроводности невозмущенного газа; $\text{Pe}_D = V r_0/D$ – диффузионное число Пекле; D – коэффициент турбулентной диффузии жидкой (капельной) фазы. Предполагается, что число Маха $M = V/c$, где c – скорость звука в среде, близко к нулю и акустические возмущения малы. В настоящей статье пренебрегаем также теплопроводностью и диффузией. Отметим, что есть ситуации, когда диффузия капель существенна. Коэффициент турбулентной диффузии в лабораторном искусственном тумане составляет $D \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ м²/с [3, 9, 15]. При $r_0 = 0,01$ м и $V = 0,1$ м/с диффузионное число Пекле может быть величиной порядка единицы.

В настоящей статье рассмотрим достаточно длинные импульсы $t_0 \gg t_a, t_v$ ($N_i \gg 1$), для которых устанавливается стационарный режим просветления. В другом предельном случае очень коротких импульсов $t_0 \ll t_a$ ($N_i \ll 1$) процесс просветления будет существенно нестационарным; относительным движением среды можно будет пренебречь, а в параметрах самовоздействия N и испарения (просветления) N_v необходимо заменить аэродинамическое характерное время t_a на длительность импульса t_0 .

Переходя в (1) к интенсивности I и фазе φ (или к углу отклонения $\vartheta = \nabla_{\perp} \varphi$ путем замены $u = \sqrt{I} \exp(-i F\varphi)$), получим следующую систему

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + (\vartheta, \nabla_{\perp}) \right) \vartheta = N \nabla_{\perp} \rho_1 + \frac{1}{4 F^2} \nabla_{\perp} \left\{ \frac{\nabla_{\perp}^2 I}{I} - \frac{(\nabla_{\perp} I, \nabla_{\perp} I)}{2 I^2} \right\}. \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + (\vartheta, \nabla_{\perp}) \right) \ln I + (\nabla_{\perp}, \vartheta) = -N_{\alpha} - N_b w. \quad (8)$$

Уравнение (7) показывает, что в пределе геометрической оптики $F \rightarrow \infty$ погрешность учета дифракционного члена составляет $O(F^{-2})$. Отметим, что паровоздушная смесь поглоща-

ет излучение на несколько порядков слабее, чем капельная жидкая фаза. В силу этого положим $N_a = 0$. Исследуем, в первую очередь, влияние теплового самовоздействия (параметра N) и дифракции (числа Френеля F) на процесс просветления (при $N_v, N_b \sim 1$).

В пределе геометрической оптики ($F \rightarrow \infty$) и в отсутствие теплового самовоздействия ($N = 0$) система уравнений (8) и (5) имеет известное аналитическое решение:

$$I(x, y, z, t) = \frac{I_0(x, y, t)}{\{1 + [\exp(\tau_0) - 1] \exp(-E_0)\}}; \quad (9)$$

$$w(x, y, z, t) = \frac{w_0(x-t, y, z) \exp(\tau_0 - E_0)}{\{1 + [\exp(\tau_0) - 1] \exp(-E_0)\}}; \quad (10)$$

$$\tau_0 = N_b \int_0^z w_0(x, y, z') dz'; \quad (11)$$

$$E_0 = N_v \int_0^t I_0(x-t+t', y, t') dt', \quad (12)$$

где τ_0 – оптическая толщина невозмущенной аэрозольной среды; E_0 – энергетическая переменная – энергия, которая поглотилась бы к моменту t на единицу площади аэрозольной среды в отсутствие возмущения интенсивности I .

В настоящей статье рассматривается однородная среда $w_0 = 1$. В этом случае оптическая толщина при $z = 1$ совпадает с параметром ослабления $\tau_0 = N_b$. Энергетическая переменная для первоначально гауссова стационарного распределения равна

$$E_0(x, y, z, t) = N_v \int_{x-t}^x \exp(-x'^2 - y^2) dx' \Big|_{t \rightarrow \infty} = N_v \int_{-\infty}^x \exp(-x'^2 - y^2) dx'. \quad (13)$$

Аналитическое решение (9)–(13) примем за исходную базу исследования. Численное решение системы (1)–(6) получено, как и в [16], методом быстрого преобразования Фурье (БФП). Результаты расчетов представлены на рис. 1–4 и в таблице. На рис. 1 показаны изменения вдоль трассы z пика интенсивности $I_m(z) = \max_{x,y} \{I(x, y, z)\}$, интенсивности в центре $I_{00}(z) = I(x=0, y=0, z)$

(штриховая) и квадрата среднего радиуса пучка $r_c^2(z)/r_0^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2] I(x, y, z) dx dy$,

где $x_c = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x I dx dy$; $y_c = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y I dx dy$ – координаты центра тяжести распределения интенсивности.

Представлены четыре конкретных случая: кривая 1 – $N_b = 1$; $N_v = 1$; $N = 0$; $F = 10$ – умеренное ослабление и просветление, без теплового самовоздействия и дифракции (геометрическая оптика); 2 – $N_b = 2,5$; $N_v = 3$; $N = 0$; $F = 10$ – сильное просветление и ослабление; 3 – $N_b = 0,5$; $N_v = 1$, $N = 1$; $F = 10$ – тепловое самовоздействие при умеренном ослаблении и просветлении, без дифракции; 4 – $N_b = 0,5$; $N_v = 1$; $N = 0,1$; $F = 1$ – влияние дифракционного расширения пучка на просветление среды. На отдельном фрагменте построены профили интенсивности $I(x, y=0, z=1)$ в продольном по ветру направлении в конце трассы пучка. В отсутствие самовоздействия пик интенсивности смещается вниз по потоку (кривые 1, 2 фрагмента), т.к. просветление является максимальным в подветренной области пучка. На кривой 2 пик интенсивности выше, чем на кривой 1, хотя параметр ослабления $(N_b)_2 > (N_b)_1$. Это объясняется тем, что испарение в случае 2 (кривые) сильнее $(N_v)_2 > (N_v)_1$ и водность w в интеграле ослабления $I \sim \exp(-N_b \int w dz)$ меньше,

чем в случае 1 умеренного просветления. Средний радиус пучка r_c уменьшается в случае 2 по сравнению со случаем 1. Это говорит о фокусировке пучка в целом при усилении просветления.

Тепловое самовоздействие (кривые 3) приводит к следующим эффектам: расширению пучка и уменьшению пика интенсивности; смещению пика и пучка в целом навстречу потоку аэрозольной среды. Дифракция при $F \sim 1$ (кривые 4) приводит к расплыванию пучка и существенному снижению пика интенсивности. Численные результаты вариантов 1, 2 в пределах погрешности расчетов соответствуют аналитическому решению Гликлера (Glickler S.L.) (9)–(13).

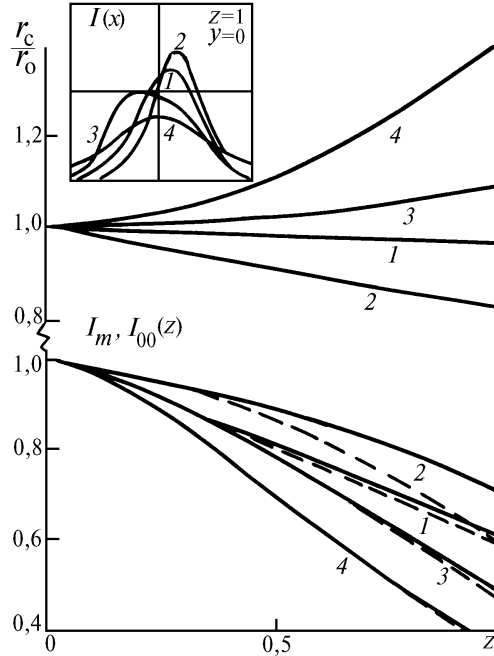


Рис. 1. Профили интенсивности $I(x)|_{y=0, z=1}$ (фрагмент). Изменения по длине трассы z пика I_m (сплошные кривые), интенсивности в центре пучка $I_{00}(z)=I(x=0, y=0, z)$ (штриховые) и квадрата среднего радиуса $r_c^2(z)/r_0^2$

Результаты таблицы позволяют проанализировать влияние теплового самовоздействия и дифракции в широком диапазоне параметров $N = 0 \div 1$, $F = 1 \div 10$. При уменьшении числа Френеля существенные отличия от предела геометрической оптики наблюдаются при $F \leq 3$. В соответствии с (7), (8) отличие от предела геометрической оптики должно быть меньше 10% при $F > \sqrt{10} \approx 3,16$ и не больше 1% при $F > 10$. Заметим, что при $F = 10$ значения интенсивности I ближе к аналитическому решению, строго справедливому при $F = \infty$, чем соответствующие значения водности w . При числах $F < 1$ дифракционное расплывание пучка очень велико, интенсивность в конце трассы уменьшается более чем в два раза и просветления практически нет.

Уменьшение значения интенсивности в центре пучка $I_{00} = I(x=0, y=0, z=1)$ при увеличении параметра теплового самовоздействия N и уменьшения числа Френеля F

$N_y = 1$							
$N_b = 0,1$				$N_b = 0,5$			
$N=0$		$F=10$		$N=0$		$F=10$	
F	I_{00}	N	I_{00}	F	I_{00}	N	I_{00}
∞	0,958	0; $F=\infty$	0,958	∞	0,789	0; $F=\infty$	0,789
10	0,949	0; $F=10$	0,949	10	0,786	0; $F=10$	0,786
5	0,919	0,1	0,898	5	0,750	0,1	0,743
3	0,850	0,3	0,810	3	0,700	0,3	0,665
2	0,765	0,5	0,728	2	0,620	0,5	0,607
1	0,473	1,0	0,575	1	0,368	1,0	0,481

Увеличение параметра теплового самовоздействия N при фиксированных значениях других параметров подобия приводит к заметному уменьшению пропускания излучения средой при $N > 0,2$. При $N > 1$ интенсивность в конце трассы в аэрозольной среде убывает более чем на 40%.

Использование параметров подобия N , F , N_b , N_v и других сводит до минимума число возможных вариантов при изменении физических параметров. Каждый параметр характеризует один физический процесс (механизм или свойство среды или пучка). В то же время одной и той же ситуации в пространстве параметров подобия могут соответствовать различные конкретные задачи в физических переменных.

На рис. 2 на плоскости $\langle N-F \rangle$ при фиксированных параметрах ослабления $N_b = 0,1; 0,5$ и испарения $N_v = 1$ построены области просветления аэрозоля по уровням прошедшего излучения в конце трассы $I_{00} = I_{00}(z = 1) = 0,9; 0,7; 0,5$ (кривые 1, 2, 3).

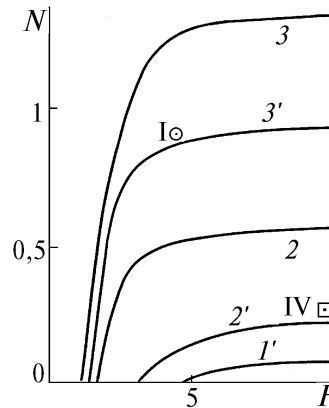


Рис. 2. Границы областей пропускания излучения в конце трассы в пространстве параметров подобия $\langle N-F \rangle$ по уровням интенсивности $I_{00} = I_{00}(z = 1) = 0,9 - I; 0,7 - 2; 0,5 - 3$. Параметр испарения равен $N_v = 1$. Параметр ослабления $N_b = 0,1$ (кривые 1, 2, 3) и $N_b = 0,5$ (кривые 2', 3'). Пример I: $N_v = 1; N_b = 0,5; N = 0,915; F = 4,74$; Пример IV: $N_v = 1; N_b = 0,5; N = 0,293; F \gg 1$

На рис. 3 области пропускания по уровням I_{00} получены в пространстве параметров подобия $\langle N-N_b \rangle$ при фиксированных значениях параметра испарения и числа Френеля. Области просветления расположены слева и ниже граничных кривых 1-7.

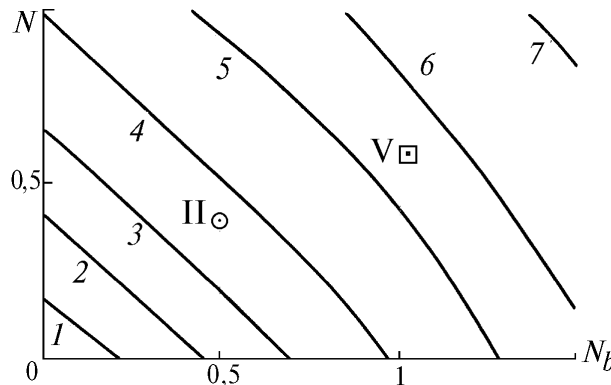


Рис. 3. Области просветления в координатах $\langle N-N_b \rangle$ по уровням интенсивности в конце трассы. $I_{00} = 0,9 - I; 0,8 - 2; 0,7 - 3; 0,6 - 4; 0,5 - 5; 0,4 - 6; 0,3 - 7$. Параметр просветления (испарения) равен $N_v = 1$. Число Френеля $F = 10$. Пример II: $N_v = 1; N_b = 0,51; N = 0,441; F = 10$; пример V: $N_v = 1; N_b = 1; N = 0,586; F \gg 1$

На рис. 4 построены области просветления в пространстве параметров подобия $\langle N_v-N_b \rangle$ по уровням интенсивности в конце трассы $I_{00} = 0,9; 0,8; 0,7; 0,5; 0,3; 0,1$ (кривые 1-6) при $N = 1; F = 10$. Заданный уровень пропускания аэрозольной средой реализуется слева и выше кривых 1-6. Для сравнения штриховой линией показаны соответствующие границы областей просветления при $N = 0$. Отметим факт существенного расширения областей просветления в отсутствие теплового самовоздействия.

Рассмотрим конкретные примеры. Пусть $T_0 = 273 \text{ К}$, $\rho_g = 1,225 \text{ кг/м}^3$; $h_g = 2,73 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$; $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$; $I_* = 10^6 \text{ Вт/м}^2$; $b_a = 100 \text{ м}^2/\text{кг}$; $r_{d0} = 5 \text{ мкм}$; $b = 1,72 b_a$ ([3], с. 144); $H_0 = 2,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$.

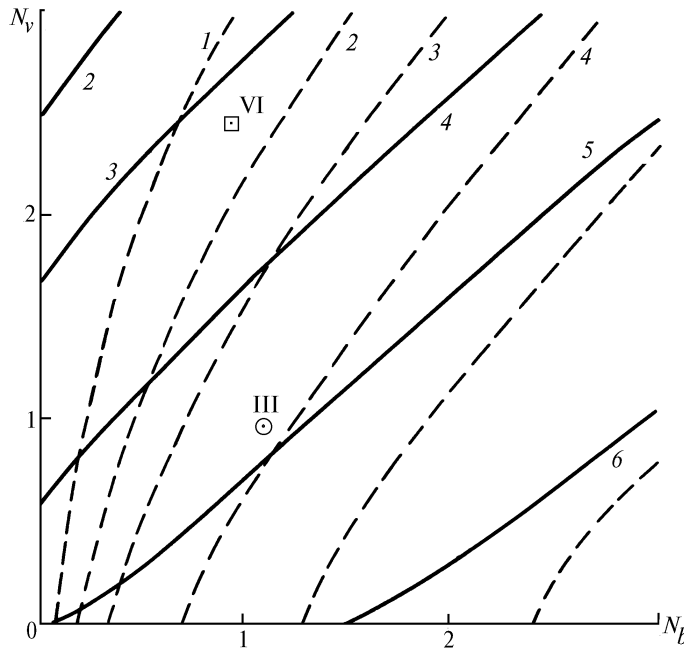


Рис. 4. Области просветления в пространстве $\langle N_v, N_b \rangle$. Параметр теплового самовоздействия равен $N = 1$ (сплошные кривые), $N = 0$ (штриховые). Пример III: $N_v = 1$; $N_b = 1,16$; $N = 1$; $F = 10$; пример VI: $N_v = 2,56$; $N_b = 1$; $N = 1$; $F \gg 1$

Величину β_T можно оценить приближенно следующим образом [17]. Известно, что при интенсивном нагреве температура капли T_d за очень короткий интервал времени достигает некоторого максимального значения T_m , а затем в течение более длительного интервала времени капля испаряется при практически постоянной температуре $T_d \simeq T_m$. При $dT_d/dt \simeq 0$ можно принять [17]

$$\beta_T = j_m(T_m) H(T_m) / j_T(T_m). \quad (14)$$

$$\frac{1}{T_m} = \frac{1}{T_{\text{кип}}} - \frac{R}{\mu_v H_0} \ln \left[\frac{b_a \rho_w I_* r_{d0} \mu_g}{3 \rho_g D_g H_0 \mu_v} \right], \quad (15)$$

где $T_{\text{кип}}$, ρ_w – температура кипения и плотность воды; μ_g , μ_v – молекулярный вес воздуха и пара (воды); $H_0 = H(T_0)$; D_g – коэффициент диффузии пара в воздухе; j_m , j_T – плотности потоков массы и тепла с поверхности капли (выражение для j_T см. в [18]). Используя (14), (15) и следуя процедуре, описанной в [17] для вычисления величин j_m , j_T , можно установить значения величины β_T при заданных уровнях интенсивности падающего излучения I_* . Например, при начальной температуре $T_0 = 273^\circ \text{К}$ и радиусе капли $r_{d0} = 5 \text{ мкм}$ получим: $\beta_T = 0,47; 0,62; 0,78; 0,93$ при интенсивности $I_* = 10^6; 3 \cdot 10^6; 10^7; 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$.

Для натуральных атмосферных условий рассмотрим трассу длиной $L = 100 \text{ м}$ с начальной водностью тумана $w_* = 2,91 \cdot 10^{-5} \text{ кг/м}^3$, скоростью ветра $V_{\perp} = 0,531 \text{ м/с}$ и начальным радиусом пучка $r_0 = 0,0283 \text{ м}$. При этом получим пример I: $N_v = 1$; $N_b = 0,5$; $N = 0,915$; $F = 4,74$. Время испарения и аэродинамическое время составляют $t_v = t_a = 0,0532 \text{ с}$. На рис. 2 пример I нанесен

кружком с точкой. Уровень интенсивности I_{00} в центре пучка, прошедшего через аэрозольную среду, составляет немного меньше 0,5.

В примере II примем $L = 53,3$ м; $w_* = 5,57 \cdot 10^{-5}$ кг/м³; $r_0 = 0,03$ м; $V_{\perp} = 0,564$ м/с. Остальные физические параметры – без изменения. Вычисления параметров подобия дают: $F = 10$; $N_v = 1$; $N = 0,441$; $N_b = 0,51$. Пример II нанесен кружком с точкой на рис. 3. Уровень интенсивности в центре пучка в конце трассы I_{00} превышает 0,6.

В следующем примере III выберем начальную водность тумана равной $w_* = 1,27 \cdot 10^{-4}$ кг/м³, остальные физические параметры – как в примере II. Имеем $F = 10$; $N = 1$; $N_v = 1$; $N_b = 1,16$. Этот пример отмечен кружком на рис. 4. Просветление обеспечивается на уровне $I_{00} > 0,3$.

Рассмотрим несколько примеров с лабораторными трассами. Для лабораторных условий естественно принять за характерную длину трассы $L \sim 1$ м, размеры пучка $r_0 \sim 0,01-0,001$ м, скорости обдува $V_{\perp} = 0,1-1$ м/с. Выберем в примере IV следующие физические параметры: $r_0 = 0,01$ м; $V_{\perp} = 0,187$ м/с; $L = 4$ м; $w_* = 7,25 \cdot 10^{-4}$ кг/м³. Им соответствуют следующие значения параметров подобия: $F \gg 1$; $N_v = 1$; $N_b = 0,5$; $N = 0,293$. Этот пример обозначен на рис. 2 (условно – при $F = 10$, квадратик с точкой). Влияние дифракции отсутствует, тепловое самовоздействие мало. В результате просветления аэрозольной среды в центральной точке получим уровень прошедшего излучения I_{00} , близкий к 0,7.

Рассмотрим пример V: $w_* = 0,00145$ кг/м³; $\tau_0 \equiv N_b = 1,0$ – оптически плотная среда. Остальные физические параметры те же, что в предыдущем примере. При этом $N = 0,586$; $N_v = 1,0$; $F \gg 1$. Рассматриваемый вариант V представлен на рис. 3. По сравнению с предыдущим вариантом IV более сильное тепловое самовоздействие и аэрозольное ослабление снижают уровень пропускания в центре до $I_{00} \cong 0,46$.

В примере VI, приведенном на рис. 4, приняли $r_0 = 0,009$ м; $V_{\perp} = 0,262$ м/с; $L = 4$ м; $I_* = 3 \cdot 10^6$ Вт/м²; $\beta_T = 0,62$; $w_* = 0,00145$ кг/м³, следовательно, $F \gg 1$; $N = 1$; $N_b = 1$; $N_v = 2,56$. По сравнению с предыдущим примером увеличили интенсивность падающего на аэрозольную среду пучка в три раза, а скорость обдува трассы – почти в полтора раза. При этом уровень прохождения излучения в центральной точке составляет более $I_{00} > 0,65$.

Во всех рассмотренных примерах тепловое самовоздействие играет существенную роль. Приведенные примеры показывают, что выполненное в общем, отвлеченном плане исследование процесса просветления водного аэрозоля охватывает большой объем разнообразных конкретных физических задач.

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Гордин М.П., Соколов Л.В., Стрелков Г.М. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1980. Т. 20. С. 206–289.
3. Волковицкий О.А., Семенов Л.П., Седунов Ю.С. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 312 с.
4. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
5. Armstrong R.L. Laser Induced Droplet Heating. – In the book: Optical Effects Associated With Small Particles. Ed. by P.W. Barber, P.K. Chang. Vol. 1. Adv. Ser. Appl. Phys. New-Jersey etc., 1988. P. 203–275.
6. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
7. Lamb G.L., Kinney R.B. // J. of Appl. Phys. 1969. V. 40. N 1. P. 416–417.
8. Glickler S.L. // Appl. Optics. 1971. V. 10. N 3. P. 644–650.
9. Сухоруков А.П., Хохлов Р.В., Шумилов Э.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. N 4. С. 245–250.
10. Сухоруков А.П., Шумилов Э.Н. // Журнал технической физики. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 1029–1041.
11. Sutton G.W. // Appl. Optics. 1978. V. 17. N 21. P. 3424–3430.
12. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Прахов М.С. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. N 12. С. 2562–2578.
13. Арманд С.А., Попов А.П. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. N. 9. С. 1793–1800.
14. Гордин М.П., Садовников В.П., Стрелков Г.М. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. N 8. С. 1457–1461.

15. Волковицкий О.А., Каменоградский И.Е., Мамонов В.К., Семенов Л.П. Прозрачность просветляемой облачной среды. Труды ИЭМ. 1976. Вып. 13(58). С. 116–127.
16. Кучеров А.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 12. С. 40–49.
17. Кучеров А.Н. // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. N 1. С. 144–152.
18. Кучеров А.Н. // Инженерно-физический журнал. 1993. Т. 64. N 1. С. 29–33.

Центральный аэрогидродинамический
институт им. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ)

Поступила в редакцию
26 апреля 1994 г.

A. N. Kucherov. Water Aerosol Clarification under Thermal Blooming and Diffraction of an Optical beam at a Lateral Wind.

Stationary clarification of water aerosol by a laser beam at lateral movement of the medium relatively the beam is investigated. The clarification process is shown to be retarded under thermal blooming and diffraction of the beam. The boundaries of clarification regions are determined (from given levels of intensity transmission in the beam's center) in the space of similarity numbers. The examples of physical variables are given in the paper.