

Г.А. Мальцева

ПРОЗРАЧНОСТЬ МОРСКОЙ ДЫМКИ, ПРОСВЕТЛЯЕМОЙ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Численным решением укороченной системы уравнений баланса тепла и соли, испарения частицы и роста твердого ядра получены данные об испарении двухслойной частицы с растворной оболочкой с параметрами морского аэрозоля.

Используя приближение однородных частиц с эффективными показателями преломления n и поглощения κ проведены расчеты основных энергетических характеристик морского аэрозоля в видимом ($\lambda = 0,63$ мкм) и ИК ($\lambda = 10,6$ мкм) диапазонах спектра. Проведено их сравнение с аналогичными данными для однородной водяной капли. На основе полученных данных о коэффициентах ослабления излучения для рассмотренных длин волн даны рекомендации для расчетов интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в условиях фонового морского аэрозоля ($a \leq 1$ мкм).

Проблема распространения лазерного излучения в аэродисперсных средах в условиях самовоздействия получила широкое развитие, благодаря возможности разнообразными механизмами разрушения частиц формировать каналы просветления в атмосфере. Наиболее изученным механизмом разрушения частиц является испарение однородных водяных капель и твердых частиц. Работы по испарению неоднородных частиц — единичны. Так, в [1] рассмотрено испарение двухслойных частиц с твердым нерастворимым ядром и водяной оболочкой. Учет растворимых в воде веществ, их концентраций на процессы прогрева, испарения, роста твердого ядра при регидратации соли проведен лишь в [2, 3]. Реальные же атмосферные аэрозоли, как правило, неоднородны, что обусловлено спецификой их образования: адсорбцией влаги на растворимых, смешанных и нерастворимых ядрах различного химического состава и их последующей коагуляцией, химическими, и фотохимическими реакциями, гетеромолекулярной конденсацией молекул кислотных соединений и т. д. В этом смысле основной характеристикой частиц является наличие растворимых в воде веществ. Морской аэрозоль почти целиком растворим, для континентального аэрозоля максимальное содержание растворимых в воде веществ $\sim 20 - 30\%$ [4]. Особенно сложен и многообразен состав малых частиц (дымка, туманная дымка), почти полностью ответственных за оптические свойства «спокойной» атмосферы в видимом диапазоне длин волн.

Экспериментально установлено, что при влажности воздуха $f \leq 90\%$ толщина растворной оболочки обычно меньше удвоенного радиуса ядра ($a/a_d \sim 2$, a — размер увлажненной частицы, a_d — размер сухого ядра). Пренебречь же влиянием ядра при расчетах энергетических характеристик ослабления излучения частицей можно для оболочек $a/a_T > 2,4$, а влиянием оболочки для $a/a_T \leq 1,08$ [6]. Для угловых характеристик эти условия еще более жесткие, т. е. для реальных аэрозолей нельзя ограничиться приближением однородных частиц, которое справедливо только для крупных частиц ($a \ll 1$ мкм) тумана, облаков, капель дождя, т. е. при влажностях $f > 90-95\%$.

В работе рассмотрено взаимодействие интенсивного лазерного излучения с двухслойными частицами с оболочкой солевого раствора. Исследовалось влияние внутренней структуры, концентрации раствора на процессы прогрева, испарения, роста твердого ядра и на оптические характеристики, прежде всего на коэффициент ослабления, испаряющегося аэрозоля в видимом ($\lambda = 0,63$ мкм) и ИК ($\lambda = 10,6$ мкм) диапазонах.

1. Полная система уравнений для описания испарения таких частиц записана в [3]. Здесь воспользуемся выводами [7] о том, что для испарения частиц существенна полная поглощенная частицей энергия, а не ее распределение по объему. Кроме того, ограничимся учетом влияния средней по объему оболочки концентрации соли, что позволяет перейти от сложной системы уравнений теплопроводности для каждого слоя и уравнений диффузии соли к укороченным уравнениям баланса тепла и соли:

$$\rho_a a \frac{da}{dt} = - \frac{D_n (\rho_n^n(T_n) - \rho_0)}{[1 + D_n / (\alpha / (1 - \alpha/2) \cdot v_a(T_a) a/4)]}; \quad (1)$$

$$1/3 \bar{c}_p \rho_a \frac{dT_a}{dt} = \frac{1}{4} IK_n + L \rho_a \left(1 - \left(\frac{a_T}{a} \right)^2 \right) \frac{da}{dt} - \frac{\mu_b (T_a - T_{\infty})}{a} + \rho_c L_{кр} \left(\frac{a}{a_T} \right)^2 \frac{da_T}{dt}; \quad (2)$$

$$\left(\frac{\rho_c}{c_n} - 1 \right) \frac{da_T}{dt} = \left(\frac{a}{a_T} \right)^2 \frac{da}{dt}, \quad (3)$$

где $\rho_n^n(T_a) = \rho_n^n(T_\infty) (T_\infty/T_a)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{L(T_a - T_\infty)}{R_n T_a \cdot T_\infty}\right) \cdot (1 - \Phi(c_a))$;

$$c_a = \left[c^{(0)} \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 \left(1 - \left(\frac{a_{\tau 0}}{a}\right)^3\right) - \rho_c \left(\frac{a_\tau}{a}\right)^3 \left(1 - \left(\frac{a_{\tau 0}}{a_\tau}\right)^3\right) \right] / \left(1 - \left(\frac{a_\tau}{a}\right)^3\right); \quad (4)$$

$$\bar{c}_{p_p} = c_{pa} + (c_{p\tau} - c_{pa}) \left(\frac{a_\tau}{a}\right)^3; \quad \bar{\rho} = \rho_a + (\rho_\tau - \rho_a) \left(\frac{a_\tau}{a}\right)^3; \quad v_a = \sqrt{\frac{R_n T_a}{2\pi}}, \quad (5)$$

$\rho_n^n, \rho_p, \rho_c, \rho_\tau$ — плотность насыщенного пара, раствора, соли и твердого ядра соответственно; $\rho_a = \rho_p - c \frac{d\rho_p}{dc}$; T_a, c_a — средняя по объему частицы температура и концентрация соли в растворе, c_a (в г/см³); $T_\infty, c^{(0)}$ — начальные значения температуры частицы и концентрации раствора; c_n — концентрация насыщенного раствора; α — коэффициент испарения; v_a — средняя скорость молекул пара, нормальная к поверхности частицы $v_a = (R_n T_a / 2\pi)^{1/2}$; D_n — коэффициент диффузии пара, R_n — газовая постоянная пара; $L, L_{кр}$ — теплота испарения воды и теплота кристаллизации соли; $\Phi(c_a) = \frac{b \cdot c_a}{\rho_n(c_a) - (c_a)}$ — эмпирическая функция, учитывающая понижение давления насыщенных паров над растворами [12]; μ_b — теплопроводность воздуха, $c_{pa}, c_{p\tau}$ — теплоемкость оболочки и твердого ядра соответственно. Фактор эффективности поглощения частицы рассчитывался по аппроксимационной формуле Шифрина $K_n = \exp(-0,2 \cdot \sqrt{\bar{n}^2 + \bar{\kappa}^2} - 1) (1 - e^{-8\pi \bar{\kappa} a / \lambda})$, где \bar{n} и $\bar{\kappa}$ — эффективные значения показателя преломления двухслойной частицы, вычисленные в соответствии с объемным содержанием компонент [6].

$$\bar{n} = n_{об} + (n_\tau - n_{об}) \left(\frac{a_\tau}{a}\right)^3; \quad n_{об} = n_b \left(\left(\frac{a}{a_d}\right)^3 - 1\right) + n_c \left(1 - \left(\frac{a_{\tau 0}}{a_d}\right)^3\right), \quad (6)$$

аналогично записываются $n_\tau, \kappa_{об}, \kappa_\tau$. Здесь $n_{об}, n_\tau, n_c$ — показатели преломления оболочки, твердого ядра и растворенной в воде соли, $a, a_{\tau 0}, a_d$ — размер частицы, начальный размер твердого ядра и размер сухого остатка.

Система решалась численно стандартным методом Рунге—Кутты—Фельберга [8]. Сравнение численных решений полученной укороченной системы уравнений с решениями системы [3] дает их полное совпадение для $I \leq 10^3$ Вт/см². Решение системы (1)–(3) проводилось для параметров, характерных для морских аэрозолей. Вариации модальных размеров и концентрации частиц морского аэрозоля существенно связаны со скоростью ветра. Так, при средней скорости ветра ~ 7 м/с средняя массовая концентрация соли ~ 8–14 мкг/м³. Характерный средний размер частиц морской соли можно считать ~ 0,15–0,23 мкм, для крупной солевой фракции 0,82÷2,51 мкм [9]. Химический состав ядра морского аэрозоля и растворенной в оболочке соли определен в основном солями NaCl, KCl, MgCl₂, MgSO₄. Значения n и κ для морской соли для рассматриваемых длин волн взяты из табл. 1 [9]. Так, для $\lambda = 10,6$ мкм: $n_c = 1,51$; $\kappa_c = 4,96 \cdot 10^{-2}$; $n_b = 1,17$; $\kappa_b = 8,23 \cdot 10^{-2}$. Для $\lambda = 0,63$ мкм: $n_c = 1,45$; $\kappa_c = 5 \cdot 10^{-3}$; $n_b = 1,33$; $\kappa_b = 1,28 \cdot 10^{-8}$; $\rho_c = 1,86$ г/см³; $T_\infty = 293^\circ$; $c_n = 0,315$ г/см³; $b = 1,215$.

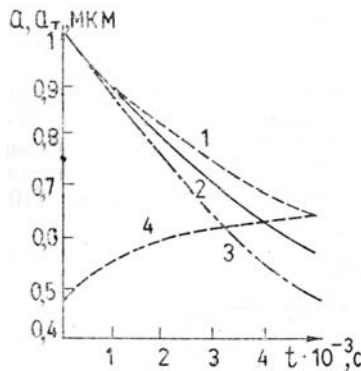


Рис. 1. Зависимость размеров аэрозолей от времени. $I = 10^3$ Вт/см²: 1 — морской аэрозоль; 2 — вода; 3 — континентальный аэрозоль (ядро — кварц); 4 — ядро морского аэрозоля

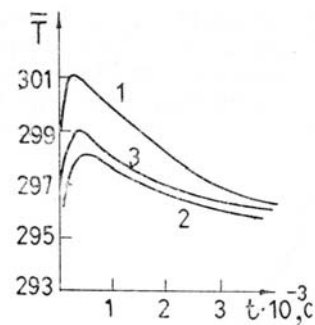


Рис. 2. Временная зависимость температуры аэрозолей при воздействии излучения $I = 10^3$ Вт/см², $\lambda = 10,6$ мкм. Обозначения кривых см. рис. 1

На рис. 1 приведены зависимости изменения размеров аэрозольных частиц $a_0 = 1$ мкм; $a_{т0} = 0,48$ мкм ($a/a_r \sim 2$ характерное значение для относительной влажности воздуха $f \sim 90\%$).

Аэрозольная частица состоит из твердого ядра (морская соль) и оболочки (насыщенный раствор этой соли). Для сравнения приведены кривые испарения водяной капли (кривая 2) и частицы континентального аэрозоля того же размера (кривая 3, ядро частицы — кварц, оболочка — чистая вода). Кривая 4 — рост твердого ядра.

Из рисунка видно, что наличие соли в растворе замедляет процесс испарения, в результате к концу воздействия излучения оставшаяся частица крупнее и другого состава, так как это уже полностью сухая частица со своими n и k . На рис. 2 приведены средние значения температуры частиц. Видно, что морской аэрозоль прогревается сильнее водяной капли и континентального аэрозоля, что обусловлено относительно меньшим расходом тепла на испарение.

2. Распространение излучения в среде с ансамблем двухслойных частиц в условиях их испарения описывается уравнением переноса

$$\frac{\partial I}{\partial x} + \alpha(I, t) = 0, \quad (7)$$

где α — коэффициент ослабления полидисперсной системой испаряющихся частиц, в общем случае

$$\alpha(I, t) = \int_0^\infty \int_0^\infty K(a_1, a_2, N_1, N_2) f(a_1[I, t], a_2[I, t]) da_1 da_2, \quad (8)$$

$f(a_1, a_2)$ — двумерная функция распределения частиц по размерам ядер и оболочек; K — фактор эффективности ослабления излучения.

В соответствии с [5] для реальных аэрозолей при заданных f и G (объемная доля растворимой части ядра) отношение a/a_d можно считать одинаковым для всех a_d , что позволяет перейти в (8) к интегрированию по одной переменной, обычно по радиусу внутренней сферы. Так, для полидисперсной среды с распределением частиц по размерам типа Юнге (типичное распределение частиц в «спокойной» атмосфере как морского, так и континентального происхождения)

$$\alpha(I, t) = \pi N_0 A^2 c \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} K(a_1, a_2, N_1, N_2) a_1(I, t) da_1,$$

$A = a_2(I, t)/a_1(I, t)$; N_0 — концентрация частиц; c — нормировочный множитель. Факторы эффективности ослабления излучения K — рассчитывались по приближенным формулам Ми. Для ИК излучения справедливо приближение малых частиц $\alpha \ll \lambda$ и $K \sim K_n$, для видимого диапазона использовалось приближение больших частиц $\alpha \gg \lambda$ [10].

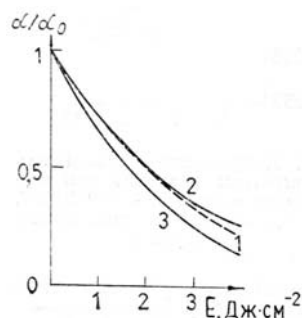


Рис. 3. Зависимость коэффициента ослабления аэрозолей от плотности энергии воздействующего излучения. Параметры излучения и обозначения кривых (см. рис. 1)

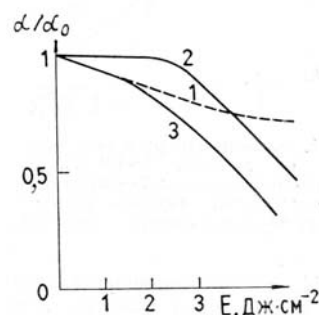


Рис. 4. Зависимость коэффициента ослабления на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм от энергии воздействующего излучения. Обозначения кривых (см. рис. 1)

3. Влияние особенностей испарения двухслойных частиц на их оптические характеристики иллюстрируется на рис. 3, 4, полученных для испаряющихся монодисперсных частиц с модальным внешним радиусом $a_m = 1$ мкм, $a_{т0} = 0,48$ мкм. Приведены зависимости относительного коэффициента ослабления α/α_0 от плотности энергии воздействующего излучения для $\lambda = 10,6$ мкм (рис. 3) и $\lambda = 0,63$ мкм (рис. 4). Видно, что для ИК-излучения ход кривых 1, 2 для капель воды и морского аэрозоля близок, хотя закон их испарения и различен (кривые 1, 2, рис. 2). Здесь подтверждается известный для конденсационного роста частиц в атмосфере факт, что оптически эффект укрупнения частиц подавляется уменьшением показателя преломления, особенно в ИК области [6]. Для видимого диапазона ход кривых для всех 3-х типов аэрозолей различен, что в общем-то является результатом

попадания фактора ослабления K на свой главный максимум, где небольшие вариации ρ сопровождаются значительными изменениями K как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. Как в природных условиях при увлажнении частиц иногда наблюдается «просветление» дымки, так в нашем случае (рис. 5, кривая 2, $E \sim 1\div 2$ Дж/см²) получено незначительное замутнение, что характерно лишь для данного размера частиц.

Для полидисперсной системы частиц справедлива аппроксимационная формула, аналогичная формуле, полученной при исследованиях по обводнению частиц:

$$\alpha(E_1)/\alpha(E_2) \sim (a_m(E_1)/a_m(E_2))^{\varepsilon}.$$

Используя приближение водности для $\lambda = 10,6$ мкм кривые 1, 2, 3 можно аппроксимировать зависимостями

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{\alpha_{\text{пр}}}{\alpha_0} + (1 - e^{-\beta_i(J-J_c)}) \right)^{-1} \quad (10)$$

$\beta_1 = 0,36$; $\beta_2 = 0,34$; $\beta_3 = 0,45$ см²/Дж. $J = \int_0^t I(t') dt'$ — плотность энергии (энергетическая переменная [11]). Аппроксимация (10) описывает экспоненциальный спад коэффициента ослабления испаряющегося двухслойного аэрозоля до некоторого предельного значения $\alpha_{\text{пр}}$, обусловленного ослаблением, оставшимся после испарения оболочки твердым ядром. J_c — характерное значение энергетической переменной, при котором аэрозоль просветляется до предельного уровня $\alpha_{\text{пр}}$.

Для решения уравнения переноса (7) удобно перейти к эквивалентному уравнению для энергетической переменной [11].

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{\alpha_{\text{пр}}}{\alpha_0} + (1 - e^{-\beta_i(J-J_c)}) \right)^{-1} \quad (11)$$

Аппроксимация α в виде (10) позволяет записать решение (11) в виде

$$\frac{\alpha_0}{(1+\bar{\alpha})} \int_{(1+\bar{\alpha})e^{\beta J_0}}^{(1+\bar{\alpha})e^{\beta J}} \frac{dy}{y \ln(y-\bar{\alpha})} + x = 0. \quad (12)$$

Дальнейшее упрощение задачи возможно только для предельных случаев больших и малых βJ . Так для $\beta J \gg 1$ устремляя $J \rightarrow J_c$ из (11) можно получить дальность предельного просветления

$$x = \frac{(1+\bar{\alpha})}{\alpha_0} \ln \left(\frac{\ln(1+\bar{\alpha}) + \beta J_0}{\ln(1+\bar{\alpha}) + \beta J_c} \right) \quad (13)$$

или время достижения предельного просветления на трассе x

$$t = (\beta J_0)^{-1} \cdot [\ln(1+\bar{\alpha}) (e^{\tau/(1+\bar{\alpha})} - 1) + \beta J_c e^{\tau/(1+\bar{\alpha})}] \quad (14)$$

Для $\beta J_0 \ll 1$ прозрачность просветляемого канала

$$T = \alpha_0^X [\ln(1+(\bar{\alpha}+1) \cdot \beta J_0) + 1]; \quad (15)$$

$$\alpha/\alpha_{\text{пр}} = \bar{\alpha}.$$

Таким образом, поскольку по сравнению с водным аэрозолем испарение двухслойных частиц происходит не полностью, волна просветления [11] в канале не образуется. Просветление возможно только до определенного предельного значения, обусловленного ослаблением остаточным твердым аэрозолем.

В заключение автор приносит свою благодарность А.А. Землянову за внимание к работе и полезные обсуждения.

1. Пришивалко А. П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. — Минск: Наука и техника, 1983.

2. Копытин Ю. Д., Мальцева Г. А. — VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. — Томск, 1984, с. 372, ч. II.
3. Копытин Ю. Д., Мальцева Г. А. — Изв. вузов, Физика, 1987, № 4, с. 44.
4. Седунов Ю. С. Физика образования жидко-капельной фазы в атмосфере. — Л.: Гидрометеиздат, 1972.
5. Napei G. Advances in Geophysics, 1976, v. 19, p. 73—188.
6. Пришивалко А. П., Бабенко В. А., Кузьмин В. Н. Рассеяние и поглощение света неоднородными и анизотропными сферическими частицами. — Минск: Наука и техника, 1984.
7. Гордин М. П., Грачев Ю. К., Лоскутов В. С. и др. — Известия АН СССР, Серия_ физическая, 1985, т. 49, № 3.
8. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980.
9. Зуев В. Е., Креков Г. М. Современные проблемы атмосферной оптики. Оптические модели атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, т. 2, 1986.
10. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
11. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. А. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. — Новосибирск: Наука, 1984.
12. Александров Э. Л. Труды института прикладной геофизики, 1967, вып. 9.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
22 октября 1987 г.

G. A. Maltseva. **Transmittance of the Sea Haze Illuminated by Intensive Laser Radiation.**

The data on evaporation of a two-layer particle with solution-type cover having sea aerosol parameters have been obtained using the numerical solution of a shortened set of equations of heat and salt balance, particle evaporation and growth of solid nucleus.

Using the approximation of homogeneous particles with effective refractive n and absorption κ indices the main energy characteristics of sea aerosol in the visible ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) and IR ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) spectral regions have been calculated. The above results are compared with the analogous data for a homogeneous water drop. Recommendations are given for calculating laser radiation intensity, being propagated under conditions of background sea aerosol ($a \leq 1 \mu\text{m}$) based on the obtained data on radiation attenuation coefficients for the wavelengths considered.