

Л.Б. Летфулова, А.В. Старинов, С.А. Береснев

Поглощающие свойства атмосферного аэрозоля: анализ микрофизических оптических характеристик

Уральский государственный университет, г. Екатеринбург

Поступила в редакцию 25.12.2000 г.

Представлены результаты теоретического анализа микрофизических оптических характеристик атмосферного аэрозоля: функции источников поглощенной в объеме частицы электромагнитной энергии, факторов эффективности поглощения, асимметрии поглощения излучения, светового давления. Проведены расчеты указанных характеристик на основе теории Лоренца–Ми для основных типов атмосферного аэрозоля, обсуждаются их характерные особенности в зависимости от определяющих параметров. Полученные результаты предполагается использовать при экспериментальном исследовании динамики микрочастиц в поле направленного низкоинтенсивного излучения, моделирующем поведение тропосферного и стратосферного аэрозолей.

Введение

Систематическое изучение процессов нагрева, испарения и фрагментации жидкокапельного и твердого атмосферного аэрозоля в поле мощного лазерного излучения продолжается уже не одно десятилетие [1–3]. Многолетнюю историю имеет и анализ процессов эволюции аэрозольных частиц в низкоинтенсивном поле солнечного излучения, включая явления испарения капель и движения частиц под действием различных специфических сил.

Теоретический анализ процессов тепло- и массообмена аэрозолей в поле излучения подразумевает решение трех взаимосвязанных проблем: отыскание распределения внутренних источников тепла электромагнитной природы («электродинамическая задача»); расчет температурного поля в объеме и на поверхности частицы («теплофизическая задача»); анализ конечных характеристик эволюции – скорости испарения, фотофоретической силы, силы светового давления, моментов сил, скорости движения частицы в поле излучения и т.д. («газокинетическая задача»). По крайней мере, в линейной по интенсивности излучения постановке электродинамическая задача может быть рассмотрена практически независимо от двух последних. Основным результатом такого анализа должна быть информация о распределении поглощенной электромагнитной энергии внутри частицы (функция источников $B(\mathbf{r})$), факторе эффективности поглощения излучения (безразмерное сечение поглощения) Q_{abs} , факторе асимметрии поглощения излучения J_1 , факторе эффективности светового давления $K_{с.д}$ (назовем их микрофизическими оптическими характеристиками, определяющими поглощающие свойства частиц).

Целью данной работы являлся теоретический анализ электродинамической задачи. Он, в первую очередь, ориентирован на выяснение особенностей поведения тропосферного и стратосферного аэрозолей в поле солнечного излучения. Анализ включает в себя установление связей между микрофизическими оптическими характеристиками и газокинетическими величинами; использование эффективной методики вычисления указанных характеристик на основе апробированных алгоритмов теории Лоренца–Ми; обсуждение их характерных особенностей для основных типов атмосферного аэрозоля в зависимости от опреде-

ляющих параметров. Полученные результаты предполагается использовать при моделировании динамики атмосферного аэрозоля в поле излучения по методикам электродинамического подвеса микрочастиц и модельного теплофизического эксперимента.

Микрофизические оптические характеристики и газокинетические величины в задачах испарения и движения аэрозолей в поле направленного излучения

Рассмотрим помещенную в газ сферическую частицу радиуса R_0 , на которую падает плоская волна монохроматического неполяризованного излучения длиной λ и интенсивностью I . Частица характеризуется комплексным показателем преломления $m(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$, который считается известным для данной длины волны и, в первом приближении, не зависящим от температуры. Частица может быть как твердой, так и «летучей» (на ее поверхности возможны фазовые превращения).

Взаимодействие излучения с веществом частицы порождает в ее объеме распределение источников электромагнитной энергии, которое характеризуется функцией источников $B(\mathbf{r})$. Для неполяризованного монохроматического излучения с учетом осевой симметрии задачи она может быть записана в следующем виде:

$$B(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{|E(r, \theta, \varphi)|^2}{E_0^2} d\varphi = B(r, \theta, \frac{\pi}{4}), \quad (1)$$

где $E(r, \theta, \varphi)$ – локальная напряженность электрического поля внутри частицы; E_0 – амплитуда напряженности поля в падающей волне. В зависимости от значения дифракционного параметра $\rho = 2\pi R_0/\lambda$ и величины $m(\lambda)$ распределение электромагнитной энергии внутри частицы может иметь сложный и неоднородный вид. Функция источников $B(r, \theta, \varphi)$ для сферической частицы (однородной или многослойной) может быть рассчитана на основе теории Лоренца–Ми [4–6]. Моменты различного порядка от $B(r, \theta, \varphi)$ опреде-

ляют основные микрофизические оптические характеристики при взаимодействии частицы с излучением. В частности, фактор эффективности поглощения излучения Q_{abs} (доля поглощенной частицей электромагнитной энергии [7]) равен:

$$Q_{abs} = 4J_0 = 4nk\rho \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^1 x^2 B(x, \theta, \phi = \frac{\pi}{4}) dx, \quad x = r/R_0. \quad (2)$$

Поглощенная энергия порождает температурную неоднородность поверхности частицы. Эту величину принято характеризовать фактором асимметрии температуры поверхности частицы J_1 (или, более корректно, фактором асимметрии поглощения излучения) [8]:

$$J_1 = 3nk\rho \int_0^\pi \sin\theta P_1(\cos\theta) d\theta \int_0^1 x^3 B(x, \theta, \phi = \frac{\pi}{4}) dx, \quad (3)$$

где $P_m(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра. Величина J_1 изменяется в пределах $-0,5 \leq J_1 \leq 0,5$ (при отрицательных значениях J_1 преимущественно нагрета фронтальная сторона частицы, при положительных значениях – тыльная сторона). Образно говоря, фактор асимметрии определяет положение центра тяжести внутренних источников тепла в частице.

Моменты от функции источника $B(\mathbf{r})$ более высокого порядка в общем случае могут быть записаны как

$$J_m = (2m+1)kn\rho \int_0^\pi \sin\theta P_m(\cos\theta) d\theta \int_0^1 x^{m+2} B(x, \theta, \phi) dx, \quad (4)$$

$m \geq 2$.

Они уже не имеют простого физического смысла. Возможно, что они уточняют характеристики эффективности (при четных m) и асимметрии поглощения излучения (при нечетных m). По-видимому, здесь возможны аналогии с центральными моментами распределения в математической статистике [9]. Анализ особенностей данных величин будет продолжен.

Фактор светового давления $K_{с.д.}(\rho, m)$ может быть рассчитан через факторы эффективности поглощения и рассеяния [7]:

$$K_{с.д.} = Q_{abs} + Q_{sca} (1 - \langle \cos\theta \rangle), \quad (5)$$

где θ – угол рассеяния излучения. Сила светового давления, существенная в ряде случаев и для условий низкоинтенсивного излучения [8], может быть представлена в виде

$$F_{с.д.} = K_{с.д.}(\rho, m) \pi R_0^2 |E_0|^2 / (8\pi). \quad (6)$$

Если частица взаимодействует с монохроматическим излучением, то необходимо вводить понятия спектральных и интегральных характеристик рассмотренных выше величин. В частности, в [10] предложено использовать интегральный фактор асимметрии поглощения:

$$\bar{J}_1 = (\sigma T_R^4)^{-1} \int_0^\infty J_1(\rho, m) E_\lambda(T_R) d\lambda, \quad (7)$$

где T_R – эффективная радиационная температура; $E_\lambda(T_R)$ – функция Планка для абсолютно черного тела; $J_1(\rho, m)$ – спектральный фактор асимметрии, определяемый уравнением (3).

Рассмотрим газокINETические аспекты процессов эволюции аэрозоля в поле излучения. В [11] показано, что при квазистационарном испарении капли в парогазовой смеси в низкоинтенсивном поле направленного излучения интегральная скорость испарения может быть представлена в виде

$$\frac{dR_0}{dt} = -\frac{\rho_{1\infty}}{\rho_p} \left(\frac{2RT_\infty}{M_1} \right)^{1/2} [(\beta-1)G_v(Kn) + G_\tau(Kn)] \langle T_s \rangle, \quad (8)$$

где $\langle T_s \rangle$ – средняя температура поверхности капли, равная

$$\langle T_s \rangle = T_\infty \left\{ 1 + \frac{1}{4} Q_{abs} I / [p_{1\infty} (2RT_\infty / M_1)^{1/2} \times \right. \\ \left. \times [(\beta-1)(Q_v + \beta G_v) + Q_\tau + \beta G_\tau] + 4\epsilon\sigma T_\infty^4 \right\}, \quad (9)$$

где T_∞ – равновесная температура газовой смеси; $p_{1\infty}$ и $\rho_{1\infty}$ – давление и плотность пара вдали от частицы; β – скрытая теплота испарения в расчете на одну молекулу; последнее слагаемое в знаменателе учитывает радиационное выхолаживание капли; G_v , G_τ , Q_v , Q_τ – кинетические коэффициенты, зависящие от числа Кнудсена. Таким образом, для расчета абсолютного значения скорости испарения капли в поле излучения необходимо знать величину Q_{abs} как функцию $m(\lambda)$ и ρ .

На неоднородно нагретую частицу в разреженном газе действует фотофоретическая сила радиометрической природы. В [8] посредством газокINETического анализа была получена формула для величины фотофоретической силы F_{ph} , справедливая для всего диапазона чисел Кнудсена и учитывающая оптические, теплофизические и аккомодационные свойства аэрозольной частицы и окружающего газа:

$$F_{ph} = -\frac{2\pi}{3} \left(\frac{\pi M}{8RT_\infty} \right)^{1/2} R_0^2 J_1(\rho, m) F(Kn, \Lambda, \alpha_E, \alpha_\tau, \alpha_n), \quad (10)$$

где $F(Kn, \Lambda, \alpha_E, \alpha_\tau, \alpha_n)$ – сложная функция числа Кнудсена Kn , отношения теплопроводностей частицы и газа Λ , коэффициентов аккомодации импульса и энергии молекул газа на поверхности частицы. В [8] получена формула для скорости фотофоретического движения частицы U_{ph} , которая также пропорциональна величине J_1 . Анализ результатов показывает, что направление скорости (положительный или отрицательный фотофорез) полностью определяется знаком J_1 . Варьированием газокINETических и аккомодационных параметров невозможно изменить знак силы и скорости фотофореза. Так как сила и скорость фотофореза линейно зависят от J_1 , то его численные значения определяют и абсолютные величины указанных характеристик. Фотофорез «летучих» частиц обладает дополнительными особенностями: наряду с обычной радиометрической силой возникают реактивная сила (обусловленная потоками испаренного вещества с более нагретых участков поверхности капли) и термокапиллярная сила (обусловленная температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения вещества капли). Однако и в этом случае знак J_1 определяет направление движения частицы.

Классификация атмосферных аэрозолей и оптические постоянные частиц

Оптические свойства атмосферного аэрозоля в основном определяются их химическим составом и способом образования. Придерживаясь принятых в [12, 13] классификационных схем атмосферного аэрозоля (почвенно-эрозионный, морской, сульфатный и органический аэрозоль), а также основываясь на наиболее достоверных данных об оптических свойствах частиц в требуемом диапазоне длин волн (например, [14]), возможно выработать представления о предпочтительных для начального анализа типах частиц атмосферного аэрозоля и их оптических свойствах. На основе этих данных и проводились расчеты обсуждаемых микрофизических оптических характеристик.

Методика расчета микрофизических оптических характеристик

Величины $B(\mathbf{r})$, Q_{abs} , J_1 и $K_{с.д.}$ в зависимости от значений дифракционного параметра ρ рассчитывались по теории Лоренца–Ми [5–7] для частиц различных типов атмосферного аэрозоля. Наиболее достоверные значения комплексного показателя преломления частиц $m(\lambda)$ выбирались для диапазона длин волн, соответствующих спектру солнечного излучения. Внутреннее поле через коэффициенты Ми определяет функцию источников $B(\mathbf{r})$ согласно (1) и факторы Q_{abs} и J_1 согласно выражениям (2) и (3). Прямое численное интегрирование в двух последних уравнениях нецелесообразно ввиду сильноосциллирующей зависимости $B(\mathbf{r})$ от координат, особенно для слабопоглощающих частиц, что влечет потерю точности рассчитываемых величин. При расчете Q_{abs} эта проблема хорошо известна [5–7] и решается представлением $Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}$, где Q_{ext} и Q_{sca} – безразмерные сечения ослабления и рассеяния излучения соответственно [7]. Это позволяет записать Q_{abs} в виде

$$Q_{abs} = 4J_0 = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [\operatorname{Re}(a_n + b_n) - (|a_n|^2 + |b_n|^2)], \quad (11)$$

где a_n, b_n – коэффициенты Ми [7].

Выражение для фактора асимметрии J_1 после ряда преобразований было получено в виде, совпадающем с результатом [10]:

$$J_1 = - \frac{6nk}{|m|^2 \rho^3} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n(n+2)}{m} (c_{n+1} c_n^* R_n + d_{n+1} d_n^* R_{n+1}) \right] - \left[\frac{n(n+2)}{n+1} (c_{n+1} c_n^* + d_{n+1} d_n^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} d_n c_n^* \right] S_n \right\}, \quad (12)$$

где функции R_n и S_n определены в [10]; c_n и d_n – коэффициенты Ми. Фактор эффективности светового давления $K_{с.д.}$ может быть представлен в виде

$$K_{с.д.} = Q_{abs} - \frac{4}{(kR_0)^2} \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{2n+1} \times \left[c_n b_n + \frac{n(n+2)^2}{2n+3} (c_n^* c_{n+1} + b_n^* b_{n+1}) \right]. \quad (13)$$

Расчеты коэффициентов Ми базировались на известном алгоритме Борена и Хафмена ВНМЕ для однородной сферы [7], который был частично модифицирован согласно рекомендациям [6]. Кроме того, были использованы рекомендуемые алгоритмы Барбера и Хилла (коды $S1$ и $S7$ в [5]). Точность расчетов контролировалась сопоставлением вычисляемых тестовых значений коэффициентов Ми и факторов Q_{abs} , $K_{с.д.}$ с имеющимися табличными данными [6, 15]. Расчеты проводились с помощью математических пакетов Mathematica 3.0 и Microsoft Fortran Power Station 4.0.

Обсуждение результатов

Комплекс рассмотренных выше микрофизических оптических характеристик был рассчитан для широкого класса частиц основных типов атмосферного аэрозоля. Как и следовало априорно ожидать, обнаружены два класса частиц с резко различающимися свойствами – слабо- и сильнопоглощающие излучение частицы. Типичными представителями первого класса являются капли воды (или водосодержащий жидкокапельный аэрозоль), второго класса – частицы сажи.

Капли воды. На рис. 1,а представлена функция источников $B(\mathbf{r})$ в экваториальной плоскости частицы для капли чистой воды при $\rho = 12$ ($\lambda = 0,525$ мкм – максимум интенсивности в спектре солнечного излучения, $R_0 = 1$ мкм). Видно, что в результате фокусирующего действия сферической капли более нагретой является тыльная сторона, причем интенсивность внутреннего поля может более чем в 20 раз превышать интенсивность падающего излучения. Преимущественный нагрев тыльной стороны в указанном диапазоне длин волн характерен для капель воды любых размеров – от рэлеевских частиц до области геометрической оптики, однако малые капли демонстрируют незначительную асимметрию внутреннего поля (практически однородное по объему поглощение излучения). Известно [4], что все характерные особенности поглощения наиболее наглядно проявляются на главном диаметре частицы. Такое сокращенное описание может быть достаточно информативно для количественной оценки характеристик локального поглощения.

На рис. 1,б приведена зависимость Q_{abs} от ρ . Видно, что она имеет сильно изрезанную структуру, называемую «рябью» [7] (ее следует отличать от интерференционной структуры, обусловленной фокусирующим действием сферической капли). Она связана с резонансными электромагнитными модами сферической частицы (резонансами Ми), начинает проявляться при значениях $\rho \geq 20$ и имеет в этой области почти периодическую структуру. Для достаточно крупных капель (десятки микрон и более) использование Q_{abs} , рассчитанное по теории Лоренца–Ми, приводит к парадоксу. Действительно, как это следует из уравнений (8), (9) и характерного вида Q_{abs} , скорость испарения капли в поле направленного излучения должна проявлять резонансную зависимость от ее радиуса. Однако ни один эксперимент (см., например, [16, 17]) не подтверждает данного предположения. Резонансная структура экспериментально обнаруживается в рассеянном излучении и используется для определения размера капли, в то же время скорость испарения является монотонной величиной. Причина этого кроется в инерционности тепловых процессов в объеме капли и массообмена на ее поверхности.

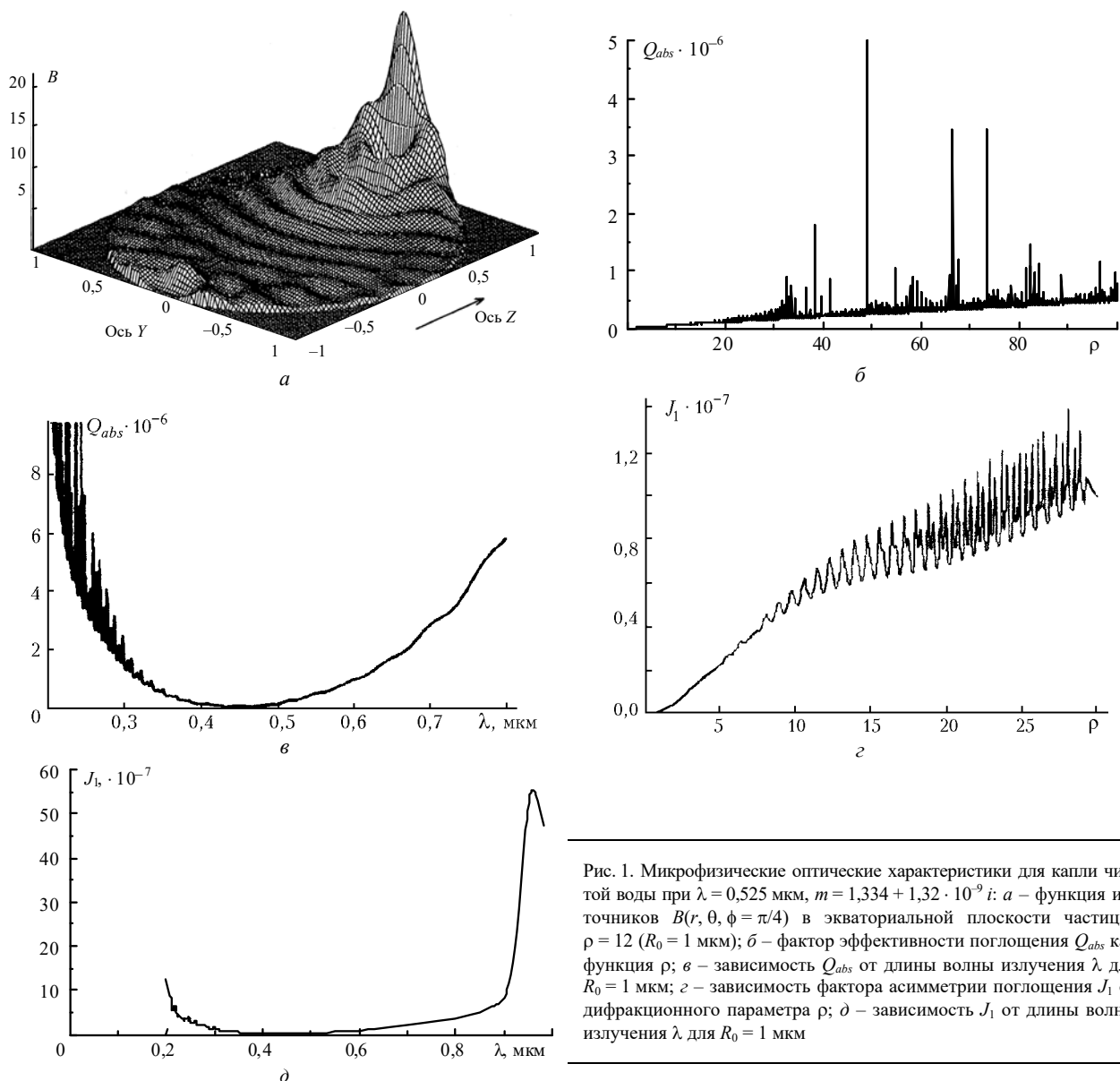


Рис. 1. Микрофизические оптические характеристики для капли чистой воды при $\lambda = 0,525$ мкм, $m = 1,334 + 1,32 \cdot 10^{-9}i$: а – функция источников $B(r, \theta, \phi = \pi/4)$ в экваториальной плоскости частицы, $\rho = 12$ ($R_0 = 1$ мкм); б – фактор эффективности поглощения Q_{abs} как функция ρ ; в – зависимость Q_{abs} от длины волны излучения λ для $R_0 = 1$ мкм; г – зависимость фактора асимметрии поглощения J_1 от дифракционного параметра ρ ; д – зависимость J_1 от длины волны излучения λ для $R_0 = 1$ мкм

Возможно, что по этой причине для оценки Q_{abs} часто используются полуэмпирические соотношения, не основанные на строгой теории Лоренца–Ми [18]. К наиболее удачным аппроксимациям относится так называемая формула Шифрина [19], широко используемая для оценок поглощающих свойств водосодержащего атмосферного аэрозоля:

$$Q_{abs}^{Sh} = \exp \{A [(n^2 + k^2)^{1/2} - 1]\} [1 - \exp(-4\rho k)], \quad (14)$$

где $A = -0,2$ в оригинальной формуле. Анализ уравнения (14) и сопоставление его с расчетами по теории Лоренца–Ми показывают, что при $A = -0,2$ оно хорошо аппроксимирует нижнюю огибающую зависимости Q_{abs} от ρ по теории Лоренца–Ми. С целью учета влияния резонансов Ми на величину Q_{abs} предлагается изменить коэффициент A на значение $A = -0,444$. В этом случае (14) будет аппроксимировать средневзвешенные значения Q_{abs} с учетом резонансов. Таким образом, получаем следующую трактовку

величины Q_{abs}^{Sh} из (14): она описывает эффективный фактор поглощения, при этом предполагается его монотонная (без резонансов) зависимость от дифракционного параметра ρ .

Известно [7], что амплитуда резонансов Ми заметно снижается при облучении сферической частицы немонахроматическим излучением. Такие условия характерны для водного аэрозоля в поле солнечного излучения. С целью анализа влияния немонахроматичности были рассчитаны значения Q_{abs} как функции длины волны λ при фиксированных значениях радиуса капли (представлена кривая для $R_0 = 1$ мкм, рис. 1, в). Семейство кривых для капель различного размера имеет ряд интересных особенностей: резкое возрастание величины Q_{abs} при $\lambda \leq 0,3$ мкм (при $R_0 \geq 1$ мкм в этой области наблюдаются резонансные пики, которые отсутствуют при меньших размерах капель); широкий минимум в области $\lambda \approx 0,3-0,6$ мкм; возрастание Q_{abs} при $\lambda > 0,7-0,9$ мкм. Отметим, что минимум приходится на длины волн, соот-

ветствующих максимуму интенсивности в спектре солнечного излучения.

На рис. 1,2 представлена зависимость фактора асимметрии J_1 от дифракционного параметра ρ . Видно, что J_1 в среднем является возрастающей функцией ρ . Начиная с $\rho \geq 5$, отчетливо проявляется резонансная структура. Ее интенсивность также существенно снижается при немономатичности излучения, когда J_1 оценивается в среднем для некоторого диапазона длин волн [см. уравнение (7)]. Очевидно, что для фактора асимметрии J_1 , как и для Q_{abs} , были бы весьма полезны аппроксимации типа формулы Шифрина (14). Авторам не известны данные такого рода. Для капель любых размеров величина J_1 положительна, хотя и очень мала по абсолютной величине ($\sim 10^{-7}$). Согласно уравнению (10) это означает, что капли воды могут испытывать только отрицательный фотофорез (двигаться навстречу распространению излучения), причем скорости их фотофоретического движения исчезающе малы. Из этого следует, что фотофоретическим движением капель водного аэрозоля можно пренебречь для любых размеров частиц и при любой интенсивности излучения, еще не приводящего к взрывному разрушению капель [1].

Ситуация меняется, если анализировать характеристики поглощения океанического водосодержащего аэрозоля. Известно, что коэффициент поглощения таких аэрозолей в интересующем диапазоне длин волн намного больше, чем для капель чистой воды, и может достигать значений $k \approx 0,03$. Это, в свою очередь, приводит к существенному увеличению абсолютных значений Q_{abs} и J_1 . Зависимость J_1 для капли радиусом $R_0 = 1$ мкм от длины волны λ представлена на рис. 1,д и во многом напоминает зависимость Q_{abs} от λ для капли того же радиуса.

Как показали численные оценки, сила светового давления для условий низкоинтенсивного солнечного излучения не может оказывать заметного влияния на движение частиц любых типов атмосферного аэрозоля.

Частицы сажи. Представителями эффективно поглощающих излучение аэрозолей являются частицы сажи. Сажа природного и антропогенного происхождения – важный компонент тропосферного и стратосферного аэрозоля – присутствует даже в Арктическом регионе [20]. При предположении о сферичности частиц (что характерно только для первичных частиц сажи, образующихся в процессах термической деструкции и горения углеродсодержащих веществ) был рассчитан комплекс обсуждаемых выше характеристик (рис. 2). Частицы сажи демонстрируют сильное поглощение излучения в тонком фронтальном поверхностном слое (рис. 2,а). Однако это характерно только для достаточно крупных частиц. Для рэлеевских частиц поглощение однородно по объему, а при $\rho = 1 \div 3$ даже наблюдается формирование локальных максимумов на главном диаметре частицы. Таким образом, расчеты по теории Лоренца–Ми показывают лишь относительную обоснованность и применимость распространенной термодинамической модели абсолютно «черной» частицы, поглощающей все падающее на нее излучение в тонком поверхностном слое [21].

Фактор Q_{abs} для частиц сажи демонстрирует совершенно иной, чем для капель воды, вид зависимости от ρ (рис. 2,б). Отсутствует резонансная структура, наблюдается выход на предельное значение для больших ρ . Абсолютные значения величины Q_{abs} очень велики. Попытки аппроксимации Q_{abs} от ρ с помощью модифицированной формулы Шифрина к успеху не привели. Это объяснимо, так как по принципу построения она пригодна лишь для слабопогло-

щающих водных или водосодержащих аэрозолей. Фактор J_1 также демонстрирует совершенно иной вид зависимости от ρ (рис. 2,в). Вновь отсутствует резонансная структура, наблюдается выход на предельное значение $J_1 \approx -0,4$ для больших значений ρ . Знак J_1 для частиц сажи любых размеров отрицательный, что свидетельствует о возможности только положительного фотофореза (движения по направлению излучения). Абсолютные значения J_1 для достаточно крупных частиц сажи велики, что говорит о больших возможных величинах фотофоретической силы и скорости их движения.

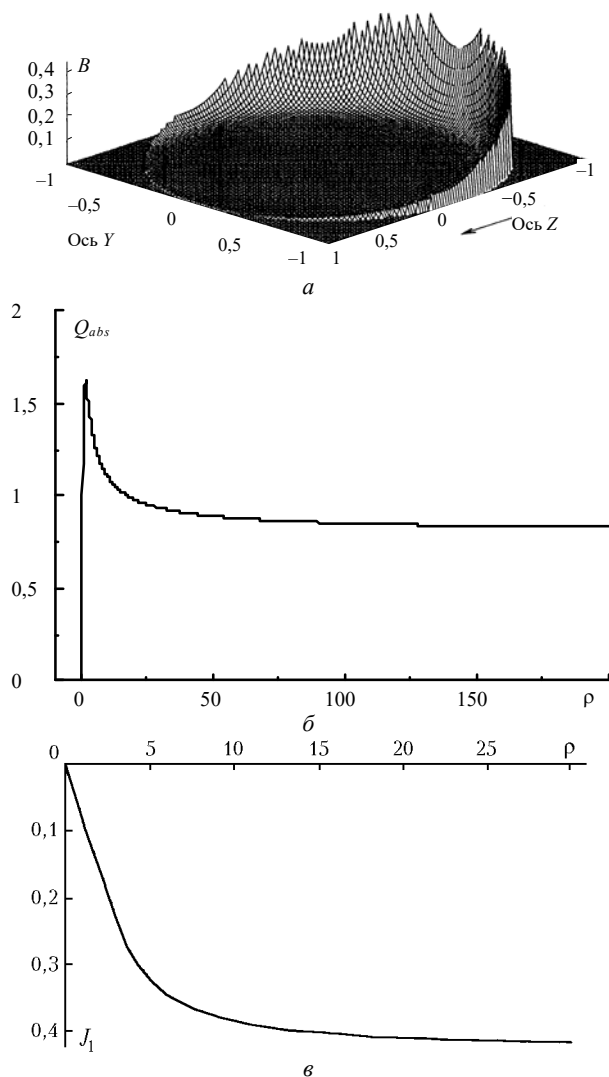


Рис. 2. Микрофизические оптические характеристики для частицы сажи при $\lambda = 0,500$ мкм, $m = 1,82 + 0,7i$: а – функция источников $B(r, \theta, \phi = \pi/4)$ в экваториальной плоскости частицы, $\rho = 12$ ($R_0 \approx 1$ мкм); б – фактор эффективности поглощения Q_{abs} как функция ρ ; в – зависимость фактора асимметрии поглощения J_1 от дифракционного параметра ρ

Характерные типы атмосферного аэрозоля. Для других типов частиц атмосферного аэрозоля проводились аналогичные расчеты. Анализ результатов показывает, что все основные типы атмосферного аэрозоля могут быть отнесены к двум категориям: слабо- и сильнопоглощающие излучение частицы. Критерием принадлежности к первой является малость величины коэффициента погло-

щения k (достаточно условно $k < 0,03$). Частицы данной категории демонстрируют зависимость Q_{abs} от ρ , сходную с зависимостью для капель чистой воды (возрастание Q_{abs} с ростом ρ , наличие резонансов при $\rho \geq 10$, относительно малые абсолютные значения Q_{abs}). К ним следует отнести все типы океанического и почвенного природного аэрозоля. Представители вулканического аэрозоля также попадают в эту группу. Для них возможна аппроксимация Q_{abs} с помощью модифицированной формулы Шифрина. Зависимость J_1 от ρ для частиц данной категории сходна с аналогичной зависимостью для чистой воды (возрастание с ростом ρ , наличие резонансов при $\rho \geq 5$, относительно малые и положительные абсолютные значения).

К категории сильнопоглощающих частиц (сходных по поведению с частицами сажи) следует отнести практически все аэрозоли из группы почвенного антропогенного аэрозоля (пепел, индустриальный аэрозоль и т.д.). Для них характерно резкое возрастание величины Q_{abs} в интервале $\rho \leq 2$ до значений, зачастую превышающих единицу, плавное уменьшение величины Q_{abs} с ростом ρ , отсутствие резонансов при больших ρ , большие абсолютные значения. Для аэрозолей данной категории модифицированная формула Шифрина не пригодна. Для таких частиц характерны большие отрицательные значения величины J_1 . Критерием принадлежности к данной категории являются большие значения коэффициентов преломления n и поглощения k (условно $k \geq 0,3$). Наконец, умеренно поглощающие излучение частицы (достаточно большие значения n и $0,03 \leq k \leq 0,3$) демонстрируют своеобразное поведение фактора асимметрии J_1 : он возрастает до достаточно больших положительных значений, имея отчетливо выраженную резонансную структуру вплоть до $\rho \approx 5$; затем плавно убывает, изменяя знак при $\rho \approx 10 \div 15$; при дальнейшем росте ρ достигает больших по абсолютной величине отрицательных значений. Такого рода частицы должны демонстрировать изменение знака фотофоретической силы при плавном изменении длины волны излучения, а при фиксации длины волны – двигаться по или против распространения излучения в зависимости от размера частиц. В частности, такими свойствами обладают капли глицерина ($m = 1,57 + 0,038i$ при $\lambda = 10,63$ мкм), широко применяемые в качестве модельных частиц в лабораторных экспериментах [22].

Заключение

В работе представлены результаты начального этапа теоретического анализа поглощающих свойств тропосферного и стратосферного аэрозоля. Определен комплекс основных микрофизических оптических характеристик, ответственных за динамику частиц в поле низкоинтенсивного направленного излучения. Апробирована методика расчета указанных характеристик по теории Лоренца–Ми, которую планируется распространить на анализ других морфологических типов одиночных частиц аэрозоля и ансамблей частиц. Полученные результаты будут исполь-

зованы при построении модели динамики стратосферного аэрозоля с учетом фотофореза частиц, а также при проведении и анализе результатов моделирования процессов эволюции аэрозоля в поле излучения по методикам теплофизического модельного эксперимента [23] и электродинамического подвеса микрочастиц [24].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-01-00143) и Американского фонда гражданских исследований и развития (грант № 005).

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 312 с.
3. Букатый В.И., Суторихин И.А., Краснопецев В.Н. и др. Воздействие лазерного излучения на твердый аэрозоль. Барнаул: Изд-во АГУ, 1994. 196 с.
4. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
5. Barber P.W., Hill S.C. Light scattering by particles: computational methods. Singapore: World Scientific Publ., 1990. 261 p.
6. Айвазян Г.М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках: Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 480 с.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
8. Beresnev S., Chernyak V., Fomyagin G. // Phys. Fluids. 1993. V. A5. № 8. P. 2043–2052.
9. Справочник по прикладной статистике. Т. 1 / Под ред. Э. Ллойда, У. Ледермана, Ю.Н. Тюрина. М.: Финансы и статистика, 1989. 510 с.
10. Mackowski D.W. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 32. N 5. P. 843–854.
11. Черняк В.Г. // Изв. АН. Сер. ФАО. 1995. Т. 31. № 6. С. 800–808.
12. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков Д.В. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 224 с.
13. Ивлев Л.С., Андреев С.Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1986. 360 с.
14. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. Л.: Химия, 1984. 216 с.
15. Зельманович И.Л., Шифрин К.С. Таблицы по светорассеянию. Т. 3. Коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 432 с.
16. Davis E.J., Ravindran P., Ray A.K. // Chem. Eng. Commun. 1980. V. 5. P. 251–268.
17. Sageev G., Flagan R.C., Seinfeld J.H., Arnold S. // J. Colloid Interface Sci. 1986. V. 113. № 2. P. 412–429.
18. Kokhanovsky A.A., Zege E.P. // J. Aerosol Sci. 1997. V. 28. № 1. P. 1–21.
19. Шифрин К.С. // Труды ГГО. 1961. № 109. С. 179–190.
20. Шевченко В.П., Лисицын А.П., Виноградова А.А. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т. 13. № 6–7. С. 551–576.
21. Reed L.D. // J. Aerosol Sci. 1977. V. 8. № 2. P. 123–131.
22. Arnold S., Lewittes M. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 7. P. 5314–5319.
23. Боголепов А.И., Суетин П.Е., Береснев С.А. и др. // Теплофиз. высоких температур. 1996. Т. 34. № 5. С. 751–756.
24. Рунков В.А., Суетин П.Е., Береснев С.А. Электродинамический подвес с кольцевыми электродами для исследования аэрозолей. М., 2000. 15 с. Деп. в ВИНТИ 03.02.2000, № 239-В00.

L.B. Letfulova, A.V. Starinov, S.A. Beresnev. **Absorbing properties of atmospheric aerosol: analysis of microphysical optical characteristics.**

The results of theoretical analysis of the microphysical optical characteristics of atmospheric aerosol are presented: the volume heat source distribution function, the absorption efficiency factor, the photophoretic asymmetry factor, and the light pressure factor. The calculations of the mentioned characteristics are carried out on the basis of Lorentz–Mie theory for the basic types of atmospheric aerosol, and their reference features depending on the defining parameters are considered. The obtained results are supposed to be used in experimental examination of microparticle dynamics in a low-power radiation field for tropospheric and stratospheric aerosol simulation.