

С.А. Береснев, Л.Б. Кочнева, П.Е. Суетин, В.И. Захаров\*, К.Г. Грибанов\*

## Фотофорез атмосферных аэрозолей в поле теплового излучения Земли

*Уральский государственный университет, г. Екатеринбург*

*\* Свердловский филиал научно-исследовательского и конструкторского института энерготехники,  
г. Заречный Свердловской обл.*

Поступила в редакцию 29.01.2003 г.

Рассмотрен новый тип фотофоретического движения атмосферных аэрозолей: фотофорез частиц в поле уходящего теплового излучения Земли («тепловой» фотофорез). Показано, что частицы сажи (а также другие легкие и слабостеплопроводные частицы) в стратосфере демонстрируют высокую чувствительность к фотофоретическим эффектам. В частности, предсказываются левитация и даже вертикальный подъем против силы тяжести для частиц сажи размерами порядка  $1 \div 2$  мкм в поле теплового излучения. В то же время «тепловой» фотофорез, по-видимому, не является значимым механизмом в поддержании устойчивости известных аэрозольных слоев в стратосфере и мезосфере.

### Введение

Во многих публикациях, посвященных исследованиям фотофореза, обсуждается вопрос о значимости данного явления для атмосферных аэрозолей. Традиционно анализируется следующая проблема: на частицы, находящиеся на достаточно больших высотах, падает плоская волна солнечного излучения с интенсивностью, равной солнечной постоянной. Максимум интенсивности приходится на интервал длин волн  $\lambda = 0,50 \div 0,55$  мкм, что в первом приближении позволяет считать излучение монохроматическим. Вследствие поглощения излучения частицы неоднородно нагреваются, и на них в разреженном газе действует сила радиометрической природы — фотофоретическая сила. Если она уравновешивается силой вязкого сопротивления со стороны газа, то частица движется равномерно и прямолинейно с так называемой фотофоретической скоростью. Условимся в дальнейшем называть это явление «солнечным» фотофорезом. Принципиальный вопрос о влиянии броуновского вращения решается путем оценок характерных времен температурной релаксации в объеме частиц [1]. Они оказывают существенно меньше характерных времен поворота на заметный угол для частиц микронных размеров.

В ранних работах [2–5] интерес к «солнечному» фотофорезу аэрозолей был обусловлен исследованиями запаздывающих выпадений частиц при ядерных испытаниях в атмосфере [5] и первыми оценками времен пребывания высокодисперсных аэрозолей в стратосфере [2, 3]. Результаты исследований в целом не обнаружили существенного влияния фотофоретических эффектов на стратосферно-тропосферный перенос аэрозолей. Определенную роль в закреплении данной точки зрения сыграли и более поздние результаты [6], где на основе расчетов по

теории Ми и молекулярно-кинетических представлений утверждалось, что в свободномолекулярном режиме силы отрицательного и положительного «солнечного» фотофореза не могут превышать нескольких процентов от сил тяжести, действующих на частицы. Недавние аналогичные результаты [7] исправляют неточности и ошибки в расчетах [6] и увеличивают это соотношение для сходных условий до 10–20%, однако роль «солнечного» фотофореза в вертикальном переносе частиц в стратосфере все же не видится достаточно значимой.

Между тем оценки потенциальных возможностей радиометрического фотофореза в переносе аэрозолей на больших высотах отнюдь не являются завершенными. Комплексность явления фотофореза подразумевает необходимость анализа как электродинамической, так и газокинетической сторон проблемы при учете морфологии рассматриваемых частиц и вариаций их теплофизических свойств. В частности, в [8] сделаны новые оценки возможностей «солнечного» фотофореза в вертикальном переносе стратосферных частиц. Они показывают, что отрицательный «солнечный» фотофорез способен быть причиной левитации и даже вертикального подъема определенных типов частиц сажи в стратосфере.

Многочисленные факты свидетельствуют о присутствии и продолжительном пребывании в стратосфере поглощающих аэрозолей сажи различной природы и достаточно легких частиц вулканического аэрозоля значительно выше коридоров полетов авиации и высот газопылевых колонн вулканических извержений (например, [9]). Традиционным является вопрос об условиях и причинах формирования спорадических или достаточно устойчивых аэрозольных слоев на различных высотах в стратосфере и мезосфере, наблюдаемых, в частности, при касательном зондировании в УФ-диапазоне из космоса [10].

В последние годы интенсивно изучается роль полярных стратосферных и мезосферных облаков в процессах истощения озона [11]. Все эти проблемы мотивируют поиски различных силовых механизмов, проявляющихся в специфических условиях больших высот и обеспечивающих эффективный вертикальный перенос частиц. Традиционные модели стратосферного переноса, основанные на идее седиментационно-диффузионного равновесия (см., например, [12]), сталкиваются с затруднениями при описании наблюдаемой высотной стратификации аэрозоля. Новые модели вертикального переноса зачастую базируются на неподтвержденных гипотезах о существовании сил экзотической физической природы [9, 13].

Таким образом, остаются открытыми вопросы, сформулированные на ранних этапах исследований явления: может ли радиометрический фотофорез оказывать заметное влияние на динамику стратосферного и мезосферного аэрозоля? В каких величинах и характеристиках может быть обнаружено данное влияние? Обсуждение и анализ данных вопросов должны обязательно учитывать и спектральную зависимость фотофоретических эффектов, не сводимую только к их «солнечным» проявлениям. В данной статье впервые предлагается рассмотреть новый тип фотофоретического движения атмосферных аэрозолей: фотофорез частиц в поле уходящего теплового излучения Земли (далее «тепловой» фотофорез). Целями работы являются постановка задачи, описание методологии расчетов основных характеристик и первоначальный анализ полученных результатов.

## 1. Постановка задачи о фотофорезе аэрозолей в поле теплового излучения Земли

Рассмотрим сферическую частицу радиуса  $R_0$ , взвешенную на высоте  $z$  в поле электромагнитного излучения (рис. 1). Частица характеризуется плотностью  $\rho_p$ , коэффициентом теплопроводности  $\lambda_p$  и комплексным показателем преломления (КПП)  $m = n + ik$ , зависящим от длины волны падающего излучения  $\lambda$ .

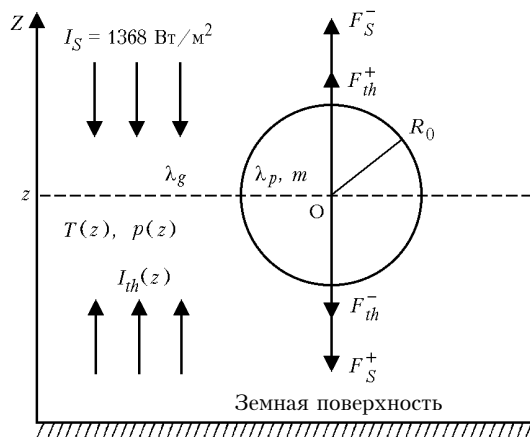


Рис. 1. Постановка задачи о фотофорезе атмосферных аэрозолей

Полагается, что на высоте  $z$  давление воздуха равно  $p(z)$ , его температура —  $T(z)$ , соответствующий ей коэффициент теплопроводности газа —  $\lambda_g(T)$ . Помимо солнечного излучения интенсивностью  $I_S = 1368 \text{ Вт/м}^2$  с эффективной длиной волны  $\lambda_S = 0,50 \div 0,55 \text{ мкм}$ , частица находится в поле плоской волны уходящего теплового излучения Земли с эффективной длиной волны  $\lambda_{th} = 10 \div 11 \text{ мкм}$ , причем интенсивность теплового излучения  $I_{th}$  является функцией высоты  $z$  вследствие поглощения теплового излучения газовыми компонентами атмосферы и аэрозолями. На частицу действуют фотофоретические силы радиометрической природы, порожденные падающим солнечным и уходящим тепловым излучением

$$F_{ph} = F_S^+ + F_S^- + F_{th}^+ + F_{th}^-, \quad (1)$$

где знак «+» относится к силам положительного фотофореза (движение частиц по направлению излучения), а знак «-» — к силам отрицательного фотофореза (движение частиц против направления излучения). Известно [14], что направление движения частиц определяется только их оптическими свойствами и размером и не зависит от условий газокINETического режима и аккомодационных свойств поверхности.

Подчеркнем, что постановка задачи о «тепловом» фотофорезе подразумевает существование плоской волны падающего на частицу длинноволнового излучения (тогда возможно напрямую воспользоваться результатами теории Ми  $J_1$  [15, 16]) и знание зависимости интенсивности  $I_{th}$  от высоты нахождения частицы в атмосфере  $z$ . В остальном постановка задачи аналогична случаю фотофореза атмосферных аэрозолей в поле солнечного излучения [8]. Изменение спектрального диапазона падающего излучения не является принципиальным фактором, например известны эксперименты [17] по фотофорезу микрочастиц в поле длинноволнового электромагнитного излучения (длины волн 10,63 и 9,58 мкм).

## 2. Метод решения и определяемые величины

Вычисление силы и скорости фотофореза аэрозолей базируется на молекулярно-кинетической теории данного явления [14]. Она основана на решении газокINETического модельного уравнения с соответствующими граничными условиями для функции распределения молекул на поверхности частицы и охватывает весь диапазон изменения числа Кнудсена  $Kn$  ( $Kn = l/R_0$ , где  $l$  — средняя длина свободного пробега молекул газа,  $R_0$  — радиус частицы) при произвольном отношении коэффициентов теплопроводности частицы и газа  $\Lambda = \lambda_p/\lambda_g$ , с учетом оптических и аккомодационных свойств системы «частица-газ».

Выражение для фотофоретической силы во всем диапазоне чисел  $Kn$  имеет вид

$$F_{ph} = -\frac{2\pi}{3} \left( \frac{\pi M}{8RT_0} \right)^{1/2} R_0^2 I J_1(\rho, m) F(Kn, \Lambda), \quad (2)$$

где  $I$  – интенсивность падающего на частицу излучения;  $M$  – молярная масса окружающего газа;  $T_0$  – характерная температура (например, температура поверхности Земли);  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $F(Kn, \Lambda)$  – функция числа  $Kn$ , теплофизического параметра  $\Lambda$ , коэффициентов аккомодации импульса и энергии молекул газа на поверхности частицы. Выражение для фотофоретической скорости сферической частицы записывается в виде

$$U_{ph} = -\frac{\pi}{2(8+\pi)} \frac{IJ_1}{p_0} \Phi(Kn, \Lambda), \quad (3)$$

где  $p_0$  – давление окружающего газа;  $\Phi(Kn, \Lambda)$  – новая газокинетическая функция, подобная  $F(Kn, \Lambda)$ . В общем случае данные функции рассчитываются численными методами и представляются в табличном виде. Если воспользоваться предположением о полной аккомодации импульса и энергии молекул газа на поверхности частицы (что приемлемо для атмосферных аэрозолей), то возможны эффективные аналитические аппроксимации численных расчетов функций  $F(Kn, \Lambda)$  и  $\Phi(Kn, \Lambda)$ . В частности, в [14] показано, что структура газокинетических функций

$$F(Kn, \Lambda) = \Psi_1 / (1 + \Lambda \Psi_2), \quad \Phi(Kn, \Lambda) = \Psi_1 / [\Psi_3 (1 + \Lambda \Psi_2)] \quad (4)$$

является точной, а выражения для  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$  и  $\Psi_3$  целесообразно выбрать следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \frac{Kn}{Kn + 5\pi/18} \left( 1 + \frac{2\pi^{1/2}Kn}{5Kn^2 + \pi^{1/2}Kn + \pi/4} \right), \\ \Psi_2 &= \left( \frac{1}{2} + \frac{15}{4}Kn \right) \left( 1 - \frac{1,21\pi^{1/2}Kn}{100Kn^2 + \pi/4} \right), \\ \Psi_3 &= \frac{Kn}{Kn + 0,619} \left( 1 + \frac{0,310Kn}{Kn^2 + 1,152Kn + 0,785} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда возможно аппроксимировать численные расчеты силы и скорости фотофореза с погрешностью не более 3% для всего диапазона чисел  $Kn$  (максимальная погрешность сосредоточена при  $Kn \approx 1$ ). Отметим, что формулы (4), (5) обеспечивают корректные предельные переходы в случае больших и малых чисел  $Kn$  (при этом точно воспроизводятся известные асимптотические выражения для силы и скорости фотофореза). Помимо силы и скорости фотофореза, интерес представляют и другие величины, характеризующие значимость явления для атмосферных аэрозолей. Это отношение фотофоретической силы к силе тяжести

$$\alpha = F_{ph}(z) / F_{mg}, \quad (6)$$

где  $F_{mg} = 4/3\pi R_0^3 \rho_p g$ ,  $g$  – ускорение свободного падения, и отношение фотофоретической скорости к скорости гравитационной седиментации частицы

$$\beta = U_{ph}(z) / U_{mg}(z), \quad (7)$$

где  $U_{mg}$  вычисляется по формуле

$$U_{mg} = \frac{\pi^{1/2} R_0 \rho_p g}{(\pi + 4) p_0 \left( \frac{M}{2RT_0} \right)^{1/2} \Psi_3}. \quad (8)$$

При записи соотношения (8) использованы результаты для изотермической силы сопротивления частицы во всем диапазоне чисел  $Kn$  [18]. Полная скорость вертикального перемещения частицы  $U_{sed}$  определяется как

$$U_{sed}(z) = U_{mg}(z) + U_{ph}(z). \quad (9)$$

При использовании выражений (3), (8) и (9) можно сделать оценки времен оседания частиц с определенной высоты до границ тропопаузы с учетом или без учета действия фотофоретических сил (термин «время оседания», естественно, не идентичен термину «время пребывания» частиц на определенных высотах).

## 2.1. Расчет интенсивностей уходящего теплового излучения Земли

Благодаря поглощению длинноволнового уходящего излучения облаками, водяным паром, оптически активными газами и аэрозолями, значительная часть теплового излучения земной поверхности поглощается в тропосфере, в результате чего формируются характерные для разных широт и сезонов вертикальные профили восходящих потоков длинноволновой радиации. Экспериментальные данные о радиационных потоках, получаемые с помощью актинометрических радиозондов, показывают, что вертикальные профили средних значений интенсивности уходящего излучения в различных пунктах наблюдения подобны друг другу. В тропосфере среднее значение интенсивностей теплового излучения убывает с высотой, в стратосфере – медленно увеличивается на высотах более 20 км. Особенно величина его суточных вариаций в отличие от потока солнечной радиации, достигающего своего максимума в полдень и равного нулю ночью. Плотности интегральных потоков уходящего теплового излучения  $I_{th}$  на различных широтах круглосуточно составляют сотни Вт/м<sup>2</sup>, причем в окне прозрачности атмосферы 8–12 мкм сосредоточено около 50% величины потока. Задавая температуру поверхности Земли, концентрацию парниковых газов и профиль температуры в атмосфере, возможно провести расчеты спектральной плотности яркости теплового излучения в атмосфере на различных высотах  $W_v^{up}(z)$ , решая уравнение переноса инфракрасной радиации [19]:

$$\begin{aligned} W_v^{up}(z) &= \varepsilon_v B_v(T_0) \exp \left( - \int_0^z K_v^{abs} dh \right) + \\ &+ \int_0^z K_v^{abs} B_v \exp \left( - \int_h^z K_v^{abs} dh' \right) dh, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $K_v^{abs}$  — коэффициент поглощения атмосферными компонентами на частоте  $\nu$ ;  $B_\nu$  — спектральная плотность яркости черного тела;  $\epsilon_\nu$  — излучательная способность земной поверхности;  $T_0$  — температура поверхности Земли;  $z$  — высота, на которой рассчитывается восходящий поток. Коэффициент поглощения  $K_v^{abs}$  включает в себя следующие слагаемые: 1) коэффициент поглощения газовыми составляющими, который вычисляется в приближении локального термодинамического равновесия методом суммирования по спектральным линиям (line-by-line) с использованием параметров известной спектральной базы данных HITRAN-96 [20]; 2) коэффициент ослабления аэрозольными компонентами атмосферы, вычисляемый с помощью модельных представлений (например, [21]); 3) коэффициент континуального поглощения водяным паром, вычисляемый с помощью параметризации [22].

Для случаев переноса излучения под углом к вертикали в выражении (10) производится замена  $dh \rightarrow \sec\theta dh$ , где  $\theta$  — угол между направлением распространения излучения и вертикалью. Для того чтобы записать уравнение переноса в данном случае, необходимо в уравнении (10) выполнить интегрирование по углу  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$  и азимутальному углу от 0 до  $2\pi$ . Тогда уравнение переноса для монохроматической длинноволновой радиации сохранит тот же вид, что и уравнение (10) при  $\theta = 0$ , однако  $\sec\theta$  следует положить равным 1,66 [23]. Данный численный коэффициент в модифицированном уравнении (10) отражает влияние интегрирования по углу  $\theta$ . Полная интенсивность уходящего теплового излучения  $I_{th}$  вычисляется интегрированием решения модифицированного уравнения (10) по всему спектральному диапазону:

$$I_{th}(z) = \int_0^\infty W_\nu^{up}(z) d\nu. \quad (11)$$

Расчеты  $I_{th}(z)$  проводились с помощью разработанного ранее программного обеспечения FIRE-ARMS [24]. На рис. 2 приведены расчеты величин  $I_{th}(z)$  в интервале высот от 0 до 100 км для известных в литературе широтно-сезонных моделей атмосферы [25].

Значение излучательной способности поверхности Земли  $\epsilon_\nu$  полагалось равным 0,95. Несмотря на то, что вычисления формально проводились для безоблачной атмосферы, усредненное влияние облачности хотя и косвенно, но учитывается. Дело в том, что в расчетах использовались среднестатистические модельные профили температуры и влажности, являющиеся, в свою очередь, усредненными характеристиками результатов многочисленных натуральных измерений зондами и метеорологическими ракетами. Следовательно, в приведенных на рис. 2 интенсивностях  $I_{th}(z)$  отражено влияние характерной облачности для данных широт и сезонов.

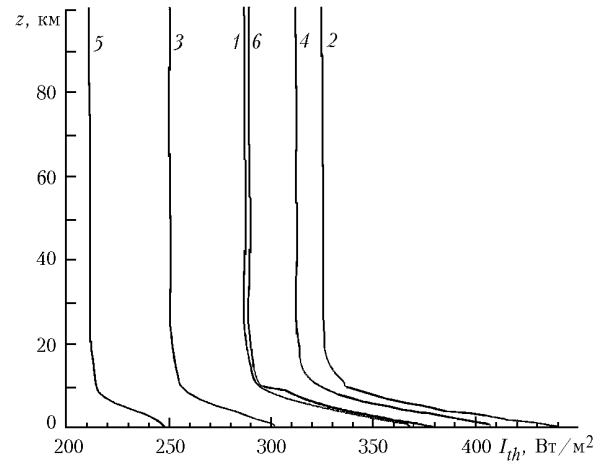


Рис. 2. Проинтегрированная по длинам волн интенсивность уходящего теплового излучения Земли как функция высоты: 1 — стандартная атмосфера США; 2 — модель тропической атмосферы; 3 — средние широты (зима); 4 — средние широты (лето); 5 — субарктика (зима); 6 — субарктика (лето)

## 2.2. Расчет фактора асимметрии поглощения излучения $J_1$

Спектральный фактор асимметрии поглощения излучения  $J_1$  является основным результатом решения электродинамической задачи фотофореза [8, 15, 16]. Он определяется внутренним полем в частице и зависит от величины дифракционного параметра  $\rho$  и КПП вещества частицы  $m$ :

$$J_1 = 3nkr \int_0^\pi \sin\theta P_1(\cos\theta) d\theta \int_0^1 x^3 B(x, \theta, \phi = \frac{\pi}{4}) dx, \quad (12)$$

где  $B(x, \theta, \phi)$  — безразмерная функция источников электромагнитной энергии внутри частицы;  $\rho = 2\pi R_0/\lambda$  — дифракционный параметр;  $x = r/R_0$  — безразмерная радиальная координата;  $P_1(\cos\theta)$  — полинома Лежандра первого рода.

Величина  $J_1$  нормирована и изменяется в пределах  $-0,5 < J_1 < 0,5$ . Отрицательные значения  $J_1$  соответствуют преимущественному нагреву фронтальной стороны частицы и отвечают положительному фотофорезу, положительные значения — преимущественному нагреву тыльной стороны и отрицательному фотофорезу. В [15, 16] отмечено, что в расчетах предпочтительнее использовать не спектральный, а интегральный (или полный) фактор асимметрии  $\bar{J}_1$ , определяемый как [26]:

$$\bar{J}_1 = \frac{1}{\sigma T_R^4} \int_0^\infty J_1(\rho, m) B_\lambda(T_R) d\lambda, \quad (13)$$

где  $B_\lambda(T_R)$  — функция Планка для излучения абсолютно черного тела;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $T_R$  — эффективная температура излучения. Определив дифракционный параметр как  $\bar{\rho} = 2\pi R_0 T_R / (\lambda T)_{\max}$ , где величина  $(\lambda T)_{\max}$  определяется из закона смещения Вина, можно выразить

$\bar{J}_1$  как функцию  $\bar{\rho}$  и  $m$ . В [26] высказано предположение, что такой подход приведет к сглаживанию кривой для  $J_1$ , устранению морфологически обусловленных резонансов, но существенно не изменит характер зависимости данной величины от дифракционного параметра  $\rho$ . Однако для проведения численных расчетов  $\bar{J}_1$  согласно (13) необходимо располагать детальной информацией о зависимости  $m$  от длины волны излучения  $\lambda$ , что представляется либо практически невозможным, либо чрезвычайно трудоемким процессом. Как вынужденная альтернатива в данной работе был реализован расчет эффективного спектрального фактора асимметрии  $J_1$  для длин волн  $\lambda_{th} = 10 \div 11$  мкм, соответствующих максимуму интенсивности уходящего теплового излучения Земли.

На рис. 3 приведены распределения относительной интенсивности внутреннего поля  $V(x, \theta, \phi)$  для частиц сажи в видимом и инфракрасном диапазонах излучения. Сами по себе расчеты и результаты такого рода еще не дают однозначной информации о направлении и величине фотофоретической силы и скорости движения частиц.

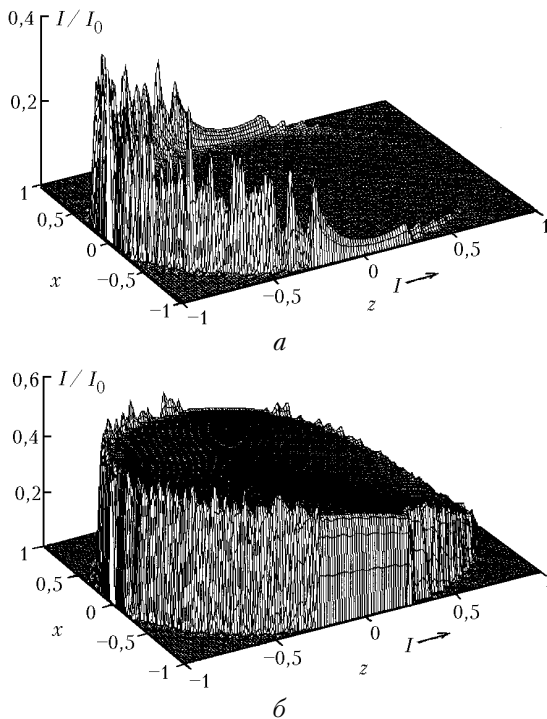


Рис. 3. Безразмерная интенсивность внутреннего поля для частицы сажи  $R_0 = 1,6$  мкм: а —  $\lambda = 0,5$  мкм ( $\rho = 20$ ); б —  $\lambda = 10,6$  мкм ( $\rho = 0,95$ )

Усредненной интегральной характеристикой неоднородного распределения энергии в объеме частиц является фактор асимметрии поглощения излучения  $J_1$  (рис. 4). В частности, на рис. 4, б представлены результаты расчетов  $J_1$ , полученные по значениям КПП для частиц сажи в диапазоне  $\lambda = 10,0 \div 10,6$  мкм [27, 28]. Видно, что в поле теплового излучения такие частицы могут испытывать только положи-

тельный фотофорез (фактор  $J_1$  отрицателен при любых значениях  $\rho$ ).

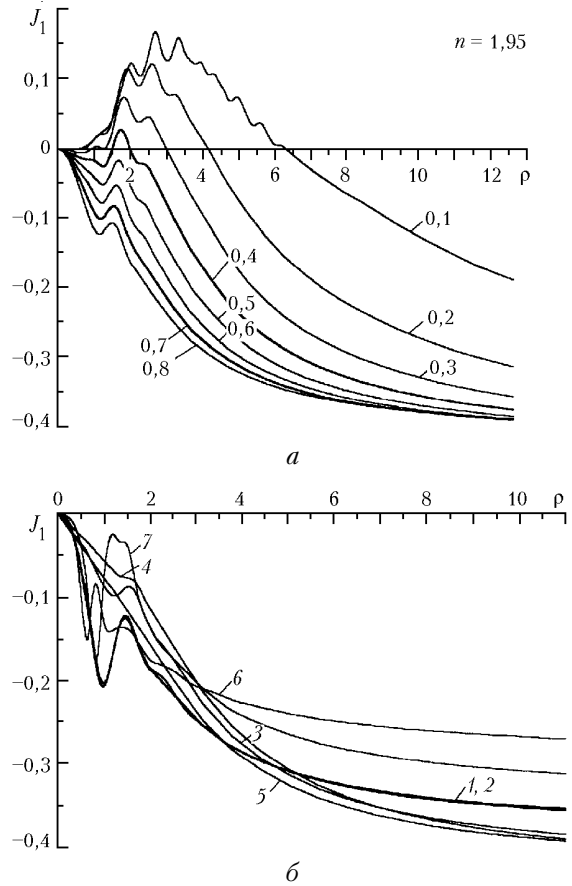


Рис. 4. Фактор асимметрии поглощения  $J_1$  для частиц сажи: а —  $\lambda = 0,5$  мкм,  $n = 1,95$ ,  $k = 0,1 \div 0,8$ ; б —  $\lambda = 10,0 \div 10,6$  мкм, 1 —  $m = 2,42 + 1,02i$ ; 2 —  $m = 2,40 + 1,00i$ ; 3 —  $m = 1,9 + 0,7i$ ; 4 —  $m = 1,75 + 0,62i$ ; 5 —  $m = 1,70 + 0,75i$ ; 6 —  $m = 4,40 + 1,24i$ ; 7 —  $m = 3,38 + 0,77i$  (см. таблицу)

### 3. Основные результаты

Анализ полученных результатов проводился по следующей схеме: вначале рассматривались обсуждаемые выше характеристики для наиболее подходящих по теплофизическим свойствам (т.е. легких и слабо теплопроводных) типов атмосферного аэрозоля (в первую очередь, для частиц сажи), а затем характеристики для известных типов стратосферных и мезосферных аэрозольных слоев. При анализе второй группы аэрозолей ориентировались на классификацию и выводы обзора [11]. Свойства рассматриваемых частиц сажи обобщены в таблице.

Как и в случае «солнечного» фотофореза [8], частицы сажи демонстрируют высокую чувствительность к возможным фотофоретическим эффектам. На рис. 5 представлены результаты расчета величин  $\alpha$  и  $\beta$  по уравнениям (6) и (7) для вполне реальных, но необычно низких с точки зрения свойств массивных образцов значений плотности и теплопроводности частиц.

Оптические и теплофизические свойства сажевых частиц

Параметр	Значение параметра
$m = n + ik$	$2,42 + 1,02i$ при $\lambda = 10,6$ мкм; $2,40 + 1,00i$ при $\lambda = 10$ мкм [28]; $1,9 + 0,7i$ ; $1,75 + 0,62i$ ; $1,70 + 0,75i$ при $\lambda = 10,0$ мкм [27]; $4,40 + 1,24i$ (поликристаллический графит); $3,38 + 0,77i$ (дисперсный графит) при $\lambda = 10,6$ мкм [27]
$\rho_p$ , кг/м <sup>3</sup>	$280 \div 570$ [29] (древесный уголь); $165$ [30]; $80$ [4] – минимально возможное значение для компактных агрегатов; $2250$ [29] – максимально возможное значение для массивных образцов; $450 \div 850$ («Sphero carb» – синтетические пористые углеродные частицы размерами выше $0,5$ мкм фирмы Analabs Inc., Foxboro, USA)
$\lambda_p$ , Вт/(м · К)	$0,167$ [29] (древесный уголь); $0,07 \div 0,12$ [30]; $75 \div 100$ [29] (графит реакторный) – максимально возможное значение для массивных образцов
$\Lambda = \lambda_p / \lambda_g$ при $T(z) = 220$ К	$2,7 \div 4,6$ (на основе [30]); $5$ (оптимальное значение при сравнении теории фотофореза [14] с экспериментом [4]); $150$ (максимально возможное значение для массивных образцов)

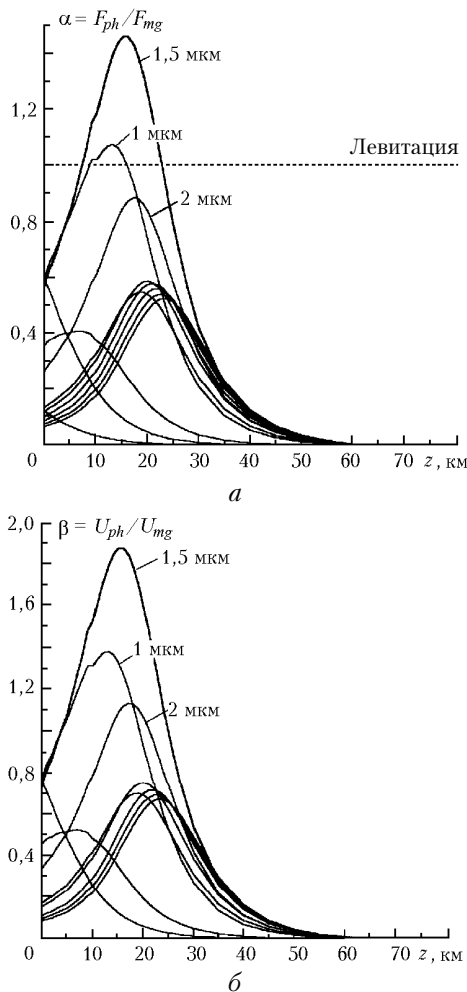


Рис. 5. Отношения фотофоретической силы к силе тяжести (а) и фотофоретической скорости к скорости гравитационной седиментации (б) для частиц сажи различных размеров ( $\rho_p = 165$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Lambda = 5$ ) в зависимости от высоты  $z$

В частности, для анализа были выбраны значения  $\rho_p = 165$  кг/м<sup>3</sup> и  $\Lambda = 5$ , так как они дают наилучшее согласие теории фотофореза [14] с лабораторным экспериментом [4]. Расчеты проводились при использовании модели стандартной атмосферы США и значении  $m = 2,42 + 1,02i$  ( $\lambda = 10,6$  мкм) для размеров частиц  $R_0 = 0,05 \div 5,0$  мкм. Для частиц сажи

меньших размеров фотофоретические эффекты максимальны на высотах ниже 10 км (т.е. в тропосфере), где развиваемая модель вряд ли окажется достаточно корректной. Видно, что частицы размерами  $R_0 \approx 1,5 \div 1,6$  мкм демонстрируют максимальный фотофоретический эффект (этот размер соответствует газокинетическому максимуму фотофоретической силы и скорости для частиц сажи). Достаточно крупные частицы размерами  $R_0 \approx 0,95 \div 1,9$  мкм могут испытывать вертикальный подъем против сил тяжести.

Рис. 6 демонстрирует условия максимальной высоты подъема таких частиц (если они движутся снизу вверх) или минимальной высоты осадения (если по каким-то причинам они первоначально находились выше). Для сопоставления приведена часть результатов по геометрически оптимальным условиям левитации частиц сажи под действием «солнечного» фотофореза [8] (предполагается, что Солнце находится в зените, поэтому поток лучистой энергии максимален).

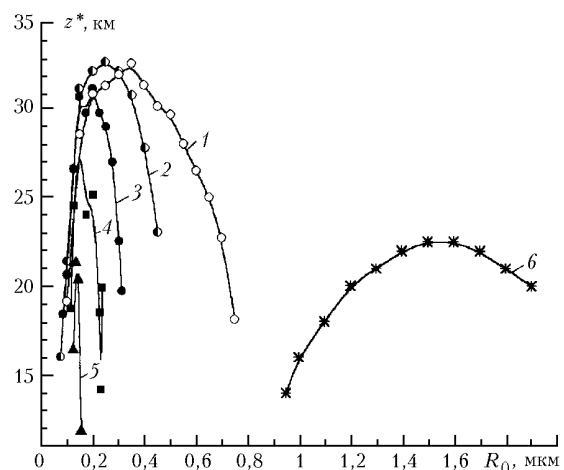


Рис. 6. Высоты фотофоретической левитации  $z^*$  для частиц сажи различных размеров ( $\rho_p = 165$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Lambda = 5$ ,  $T = 220$  К). «Солнечный» фотофорез:  $n = 1,95$ ; 1 –  $k = 0,05$ ; 2 –  $0,1$ ; 3 –  $0,2$ ; 4 –  $0,3$ ; 5 –  $0,4$ . «Тепловой» фотофорез: 6 –  $m = 2,42 + 1,02i$

Левитация частиц на высотах 14–23 км для «теплового» и на высотах 18,5–32 км для «солнечного» фотофореза означает определенную стратификацию сажевого аэрозоля в стратосфере. Толщина предска-

зываемого аэрозольного слоя достаточно велика (более 15 км в нижней стратосфере). При этом «солнечная» левитация при значении  $m = 1,95 + 0,2i$  возможна для частиц сажи существенно меньших размеров (0,08–0,3 мкм), но примерно в том же интервале высот. Эти выводы качественно согласуются с данными об обнаружении сажи на высотах свыше 20 км, приведенными в [9, 32], но требуют самого тщательного анализа и сопоставления. Несомненно, что при этом на первый план выходят вопросы условий образования, химического и дисперсного состава, морфологии, последствий взаимодействия частиц сажи с водяным паром (одним из эффективных механизмов компактизации объемных фрактальных кластеров сажи [33]). Все это, к сожалению, выходит за рамки данной статьи и требует дополнительного анализа и обсуждения.

Расчеты вышеуказанных характеристик проводились при варьировании значений плотности и теплопроводности частиц в интервалах  $\rho_p = 165 \div 2000 \text{ кг/м}^3$  и  $\Lambda = 5 \div 150$ . Вариация возможных значений КПП (см. таблицу) приводит к небольшому изменению величины фактора  $J_1$  (см. рис. 4, б), что сказывается на значениях силы и скорости фотофореза частиц сажи. При этом во всех случаях было получено практически одинаковое качественное поведение величин  $\alpha$  и  $\beta$ , подобное зависимостям на рис. 5. Оказалось, что влияние фотофореза сказывается и при максимальных рассмотренных плотностях и теплопроводностях частиц, соответствующих значениям для массивных образцов. Возрастание теплопроводности при этом сильнее сказывается на уменьшении фотофоретических эффектов по сравнению с увеличением плотности частиц. Напомним, что плотность определяет силу тяжести частицы, а теплопроводность – фотофоретическую силу: при возрастании значений  $\Lambda$  температура поверхности частицы становится все более однородной, уменьшая радиометрический эффект.

На рис. 7 представлены оценки времен оседания сажевых частиц с  $\rho_p = 500 \text{ кг/м}^3$  и  $\Lambda = 5$  с высот

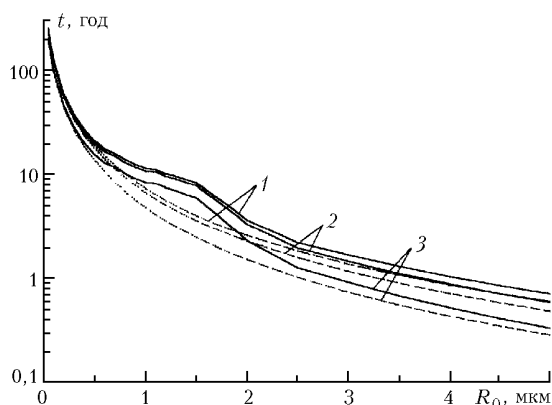


Рис. 7. Времена оседания частиц сажи ( $\rho_p = 500 \text{ кг/м}^3$ ,  $\Lambda = 5$ ) из стратосферы до границы тропопаузы: сплошные линии – гравитационная седиментация и фотофорез, пунктир – только гравитационная седиментация; 1 –  $100 \div 10$ , 2 –  $30 \div 10$ , 3 –  $20 \div 10 \text{ км}$

100, 30 и 20 км до высоты 10 км (граница тропопаузы) с учетом и без учета действия фотофоретических сил. Заметим, что термин «время оседания» не идентичен понятию среднего времени пребывания частиц на определенных высотах в атмосфере, так как не учитывает различные механизмы стока частиц данного химического состава и размеров. Видно, что фотофорез заметно увеличивает времена оседания частиц различного размера по сравнению с временами гравитационной седиментации. Особенно заметно это для частиц сажи размерами 1–2 мкм, для которых значения фотофоретических сил максимальны.

Таким образом, возможно высказать предположение, что комбинированное действие «солнечного» и «теплого» радиометрического фотофореза может являться значимым и эффективным механизмом вертикального переноса сажевого аэрозоля в нижней стратосфере. Естественно, что данное утверждение базируется на результатах расчетов по модели оптически однородных сферических частиц сажи (более ширококомпактных изометрических частиц) при корректном учете их теплофизических свойств. В дальнейшем планируется проанализировать фотофоретические характеристики морфологически более сложных частиц (например, двухслойных) различного состава с сажевым ядром, оболочкой или объемными включениями, широко распространенных в стратосфере [33, 34].

Предварительный анализ влияния «теплого» фотофореза на динамику частиц известных аэрозольных слоев показал следующее. Для слоя Юнге (капли 60–80%-го раствора серной кислоты) характерно наличие сильного поглощения в инфракрасной области спектра ( $\lambda > 2,5 \text{ мкм}$ ) [31]. Этим обусловлены и большие абсолютные значения фактора асимметрии  $J_1$  для таких частиц, рассчитанные авторами (здесь не приводятся). Однако за счет большой плотности и умеренной теплопроводности таких частиц параметр  $\alpha$  уже невелик по сравнению с частицами сажи, что означает невозможность конкуренции сил фотофореза с силами тяжести. Аналогичный вывод следует и для полярных стратосферных облаков I типа [11]: их частицы слишком тяжелы и теплопроводны, хотя и обладают хорошо выраженными поглощающими свойствами в длинноволновой области. Для полярных стратосферных облаков II типа (кристаллический водяной лед) фотофоретические силы малы вследствие малого поглощения излучения и очень высокой теплопроводности частиц. Наконец, для частиц полярных мезосферных облаков фотофорез не существен вследствие очень больших высот и малых давлений воздуха (в свободномолекулярном режиме  $F_{ph} \sim p(z)$ ). Таким образом, радиометрический фотофорез частиц в поле уходящего теплового излучения Земли, по-видимому, не является значимым механизмом в поддержании устойчивости и длительных времен существования известных аэрозольных слоев в стратосфере и мезосфере. Данный вопрос также требует дальнейшего анализа и обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-01-96451).

1. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
2. Orr C., Keng E.Y.H. Photophoretic effects in the stratosphere // J. Atmos. Sci. 1964. V. 21. № 9. P. 475–478.
3. Hidy G.M., Brock J.R. Photophoresis and the descent of particles into the lower stratosphere // J. Geophys. Res. 1967. V. 72. № 2. P. 455–460.
4. Rosen M.H., Orr C. The photophoretic force // J. Colloid Sci. 1964. V. 19. № 1. P. 50–60.
5. Кейдл Р. Твердые частицы в атмосфере и в космосе. М.: Мир, 1969. 285 с.
6. Kerker M., Cooke D.D. Photophoretic force on aerosol particles in the free-molecule regime // J. Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72. № 9. P. 1267–1272.
7. Tehrani S., Giovane F., Blum J., Xu Y.-L., Gustafson B.A.S. Photophoresis of micrometer-sized particles in the free-molecule regime // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2001. V. 44. P. 1649–1657.
8. Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможности фотофоретической левитации частиц в стратосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 52–57.
9. Pueshel R.F., Verma S., Rohatschek H., Ferry G.V., Boiadjeva N., Howard S.D., Strawa A.W. Vertical transport of anthropogenic soot aerosol into the middle atmosphere // J. Geophys. Res. D. 2000. V. 105. № 3. P. 3727–3736.
10. Cheremisin A., Granitskii L., Myasnikov V., Vetchinkin N. Improved aerosol scattering in the upper atmosphere, according to data of ultraviolet observations from space, with instrumental smoothing taken into account // Proc. SPIE. 2000. V. 4341. P. 383–389.
11. Поповичева О.Б., Старик А.М., Фаворский О.Н. Проблемы влияния авиации на газовый и аэрозольный состав атмосферы // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2000. Т. 36. № 2. С. 163–176.
12. Turco R.P., Whitten R.C., Toon O.B. Stratospheric aerosols: observation and theory // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. V. 20. № 2. P. 233–279.
13. Rietmeijer F.J.M. A model for tropical-extratropical transport of volcanic ash in the lower stratosphere // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 951–954.
14. Chernyak V., Beresnev S. Photophoresis of aerosol particles // J. Aerosol Sci. 1993. V. 24. № 7. P. 857–866.
15. Береснев С.А., Кочнева Л.Б., Суетин П.Е. Расчет и анализ микрофизических оптических характеристик атмосферного аэрозоля: модель однородных сферических частиц // Оптика атмосфер. и океана. 2002. Т. 15. № 5–6. С. 522–529.
16. Береснев С.А., Кочнева Л.Б. Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 2. С. 134–141.
17. Arnold S., Lewittes M. Size dependence of the photophoretic force // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 7. P. 5314–5319.
18. Beresnev S.A., Chernyak V.G., Fomyagin G.A. Motion of a spherical particle in a rarefied gas. Part 2. Drag and thermal polarization // J. Fluid Mech. 1990. V. 219. P. 405–421.
19. Кондратьев К.Я., Тимофеев Ю.М. Термическое зондирование атмосферы со спутников. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 280 с.
20. Rothman L.S., Rinsland C.P., Goldman A., Massie S.T., Edwards D.P., Flaud J.-M., Perrin A., Camy-Peyret C., Dana V., Mandin J.-Y., Schroeder J., McCann A., Gamache R.R., Wattson R.B., Yoshida K., Chanee K.V., Jucks K.W., Brown L.R., Nemtchinov V., Varanasi P. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 edition // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1998. V. 60. № 5. P. 665–710.
21. Report of the experts meeting on aerosols and their climatic effects / Ed. by A. Deepak and H.E. Gerber. Williamsburg (Virginia, USA), 28–30 March, 1983.
22. Clough S.A., Kneizys F.X., Davies R.W. Line shape and the water continuum // J. Atmos. Res. 1989. V. 23. P. 229–241.
23. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 296 с.
24. Griбанov K.G., Zakharov V.I., Tashkun S.A., Tyuterev V.G. A new software tool for radiative transfer calculations and its application to IMG/ADEOS data // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 2001. V. 68. № 4. P. 435–451.
25. Anderson G.P., Clough S.A., Kneizys F.X., Chetwynd J.H., Shettle E.P. AFGL atmospheric constituent profiles (0–120 km) / Air Force Geophysics Laboratory (USA): AFGL-TR-0110, Environmental research paper № 954. 1986. 43 p.
26. Mackowski D.W. Photophoresis of aerosol particles in the free-molecule and slip-flow regimes // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1989. V. 32. № 5. P. 843–854.
27. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. Л.: Химия, 1984. 216 с.
28. Ивлев Л.С., Андреев С.Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1986. 360 с.
29. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
30. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент / Под ред. В.А. Григорьева и В.М. Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. 512 с.
31. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков Д.В. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 224 с.
32. Pueshel R.F., Boering K.A., Verma S., Howard S.D., Ferry G.V., Goodman J., Allen D.A., Hanill P. Soot aerosol in the lower stratosphere: Pole-to-pole variability and contributions by aircraft // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102. P. 13,113–13,118.
33. Любовцева Ю.С. Морфология частиц и поглощение света атмосферным аэрозолем в коротковолновой области спектра // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2002. Т. 38. № 3. С. 366–375.
34. Chylek P., Leisins G.B., Videen G., Wong J.G.D., Pinnick R.G., Dat Ngo, Klett J.D. Black carbon and absorption of solar radiation by clouds // J. Geophys. Res. D. 1996. V. 101. № 18. P. 23,365–23,371.

S.A. Beresnev, L.B. Kochneva, P.E. Suetin, V.I. Zakharov, K.G. Griбанov. **Photophoresis of atmospheric aerosols in the Earth's thermal radiation field.**

The new type of photophoretic motion of atmospheric aerosols is considered: photophoresis of particles in the field of outgoing thermal radiation of the Earth («thermal» photophoresis). The purposes of this paper were statement of the problem, description of the methodology of calculations for basic characteristics, and tentative analysis of the obtained results. It is shown that soot particles (as well as other light and low-conductivity particles) in the stratosphere demonstrate a high response to photophoretic effects. In particular, levitation and even vertical lifting against gravity for soot particles sited about  $1 \div 2 \mu\text{m}$  in the field of thermal radiation is predicted. At the same time, the «thermal» photophoresis, apparently, is not the significant mechanism in maintaining of stability and long lifetimes of known aerosol layers in the stratosphere and mesosphere.