

С.А. Береснев, Д.В. Суетин

О гипотезе гравито-фотофореза атмосферных аэрозолей и ее экспериментальной проверке

Уральский государственный университет, г. Екатеринбург

Поступила в редакцию 15.08.2006 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования так называемых «аккомодационных» сил (сил гравито-фотофореза), действующих на частицы с асимметрией поверхностных свойств в разреженном газе в поле направленного электромагнитного излучения. Газокинетическая теория явления в свободномолекулярном режиме предсказывает возникновение необычной силы, обусловленной разницей коэффициентов аккомодации нормального импульса на полусферах модельной частицы. Для микронных частиц в стратосфере она может быть сопоставима с силами радиометрического фотофореза, но не превосходит силу тяжести. Измеренные значения силы для стальной частицы в гелии по методике модельного теплофизического эксперимента хорошо согласуются с независимыми теоретическими предсказаниями. Отношение «аккомодационной» силы к силе радиометрического фотофореза в эксперименте не превышает 3%.

Введение

В термически и механически устойчивой стратосфере должны быть заметны выраженные проявления индивидуальных транспортных свойств частиц, не сводящиеся только к конвективному и турбулентному переносу аэрозолей, порождаемому тропосферной циркуляцией [1, 2]. На частицы стратосферного аэрозоля разного происхождения, химического состава и морфологии в поле излучения могут действовать вертикальные силы различной физической природы и величины. Известно, что пондеромоторные силы (силы светового давления) являются определяющими для динамики аэрозоля в интенсивных лазерных пучках, но пренебрежимо малы для аэрозольных частиц в поле солнечного излучения (например, [3]). При малых давлениях газа и невысоких интенсивностях падающего излучения не являются существенными и вертикальные термоконвективные силы, порождаемые увлечением аэрозолей объемами газа, окружающими нагретые частицы [4].

Достаточно традиционными в анализе вертикальных движений стратосферного аэрозоля являются силы радиометрического фотофореза. В частности, в недавних публикациях [5–7] представлены результаты расчетов характеристик фотофоретического движения частиц некоторых типов атмосферного аэрозоля (в первую очередь – сажевых частиц) на высотах нижней и средней стратосферы. Наряду с результатами [8], полученные данные позволяют по-новому оценить потенциальные возможности радиометрического фотофореза в вертикальном переносе поглощающего аэрозоля в средней атмосфере. Количественные измерения фотофоретической скорости частиц сажи [9] поставили задачу разработки теории фотофореза для фракталоподобных агрега-

тов с учетом их необычных оптических и газокинетических свойств. Тем не менее остается дискуссионным вопрос о еще одном возможном классе необычных сил, действующих на аэрозоли в поле излучения.

В 1951 г. австрийские исследователи Ф. Эрнхафт и Э. Реегер сообщили о наблюдениях так называемого «поперечного» фотофореза частиц мелкодисперсного графитового порошка в аргоне при достаточно малых давлениях (7–13 гПа). Частицы при их освещении горизонтальным пучком солнечного излучения демонстрировали разнообразные траектории движения, в том числе и вертикальный подъем против силы тяжести [10]. Обнаруженный феномен (возникновение силы и положительной вертикальной скорости движения частиц в поле произвольно направленного излучения) был назван *гравито-фотофорезом*.

Качественные экспериментальные исследования явления были проведены в [11–13], где изучалось движение частиц различных материалов (порошков минералов, металлов, графита, углеродных частиц, частиц вулканического аэрозоля и др.) при их горизонтальном освещении галогенной лампой с интенсивностью излучения, близкой к солнечной постоянной; давление воздуха в измерительной камере соответствовало как тропосферным, так и стратосферным и мезосферным высотам. Доля частиц, демонстрировавших в экспериментах поперечный гравито-фотофорез, составляла 0,01–1% от их общего количества; скорость вертикального движения частиц против силы тяжести достигала нескольких мм/с при достаточно малых давлениях воздуха. В дальнейшем аналогичные измерения проводились на более современной экспериментальной установке, позволяющей контролировать размер частиц, задавать интенсивность и направление излучения,

исследовать траектории движения с помощью видеокамеры [14, 15].

В экспериментах использовались углеродные частицы диаметром до 2 мкм; ксеноновая лампа обеспечивала широкий диапазон интенсивностей излучения (от одной до трех солнечных постоянных) в спектральном диапазоне, близком к солнечному. Давление воздуха в измерительной камере варьировалось в диапазонах, соответствующих стратосферным высотам.

Около 5% углеродных частиц демонстрировали поперечный гравито-фотофорез, остальные частицы – продольный положительный радиометрический фотофорез [15]. Обработка траекторий позволила количественно оценить скорости вертикального движения частиц. В [15] сообщается, что при интенсивности излучения, равной солнечной постоянной, скорость гравито-фотофореза углеродных частиц достигала 0,6 мм/с (что было сопоставимо со скоростью их гравитационного оседания) и уменьшалась при понижении давления.

Теоретическое описание наблюдаемых результатов основано на полуэмпирической теории гравито-фотофореза, разрабатываемой на протяжении ряда лет австрийским исследователем Г. Рогачеком. В ней феноменологическая трактовка возникающей вертикальной силы при произвольном направлении падающего излучения излагается в терминах так называемых сил, сцепленных с телом (*body-fixed forces*), в отличие от сил, определяемых направлением вызывающего их фактора (*space-fixed forces*) [12, 16, 17]. Упрощенная модель физического механизма возникновения силы гравито-фотофореза сводится к следующему [11, 12, 17–19].

Сферическая частица высокой теплопроводности находится в поле направленного излучения; ее температура за счет поглощения отлична от температуры окружающего газа, но однородна (при этом пренебрежимо мала сила радиометрического фотофореза, порождаемая неоднородностью температуры поверхности [20]). Фронтальная к излучению и тыльная полусферы частицы характеризуются асимметрией поверхностных свойств, выражающейся в различии коэффициентов аккомодации молекулярных признаков на поверхности частицы.

Для расчета возникающей «аккомодационной» силы используются результаты решения задачи о силе, действующей в разреженном газе на нагретую тонкую пластину с различными аккомодационными свойствами поверхностей (задача о пластинчатом радиометре). Данная задача была проанализирована М. Кнудсенем в 1930 г. [21] методами элементарной кинетической теории при разработке радиометрического способа определения коэффициентов аккомодации энергии. Непосредственное перенесение данного результата на задачу о сферическом радиометре приводит к достаточно простому выражению для силы гравито-фотофореза [11, 12]:

$$F_{gph} = \frac{\pi R}{4M} \rho_g R_p^2 (T_S - T_g) \Delta \alpha_E, \quad (1)$$

где $T_S - T_g$ – средний перепад температур частицы и окружающего газа; $\Delta \alpha_E = \alpha_{E2} - \alpha_{E1}$ – разность коэффициентов аккомодации энергии для различных полусфер частицы; R – универсальная газовая постоянная; M – молярная масса; ρ_g – плотность воздуха; R_p – радиус частицы. Выражение (1) по способу получения справедливо для условий свободномолекулярного режима, который практически без ограничений реализуется для субмикронных и микронных частиц в стратосфере и мезосфере. В дальнейшем автор теории гравито-фотофореза предпринимал попытки обобщения данного результата и на другие газокинетические режимы (вязкий со скольжением и промежуточный) [17–19].

Полученные теоретические результаты предсказывают высокую эффективность сил гравито-фотофореза в вертикальном переносе стратосферных и мезосферных частиц против силы тяжести, с которой не может конкурировать ни один из известных силовых механизмов, присущих атмосферным аэрозолям в поле направленного излучения (в том числе и радиометрический фотофорез). Эта теория, в частности, была предложена для объяснения наблюдаемого феномена накопления сажевых частиц от двигателей авиатранспорта на высотах средней стратосферы [19, 22].

В настоящее время данная теоретическая модель без особых принципиальных корректировок используется в расчетах сил для более сложных моделей частиц другими авторами, которые вновь приходят к выводам об очень высокой транспортной эффективности указанного силового механизма в стратосфере и мезосфере и объясняют им многие особенности пространственного распределения аэрозолей средней атмосферы [23–25]. Эти результаты побуждают критически проанализировать исходные положения, методы анализа и выводы указанной теории. Кроме того, достаточно очевидна необходимость независимого экспериментального исследования сил гравито-фотофореза по методикам, отличным от известных методик [11–13] и [14, 15].

Задачи наших исследований заключаются, во-первых, в независимой разработке газокинетической теории явления в свободномолекулярном режиме и, во-вторых, в попытке измерения предсказываемых сил по методике модельного теплофизического эксперимента с макрочастицами для количественного сопоставления результатов с теоретическими предсказаниями.

1. Газокинетическая теория «аккомодационных» сил (сил гравито-фотофореза) в поле излучения

Рассмотрим сферическую частицу радиуса R_p , взвешенную в неограниченном объеме газа в поле одностороннего электромагнитного излучения с интенсивностью I и длиной волны λ , скорость невозмущенного потока газа U_∞ (рис. 1).

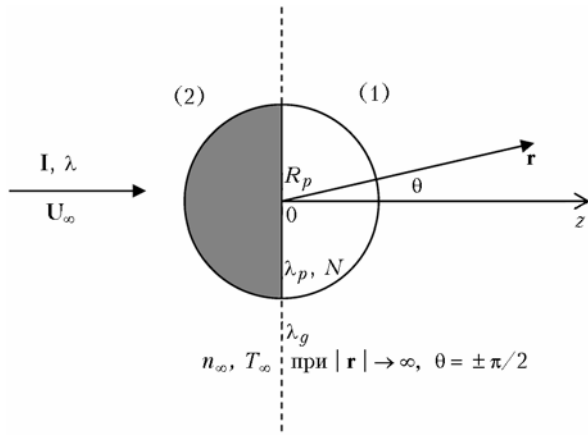


Рис. 1. К постановке задачи об «аккомодационной» и фотофоретической силах в поле излучения

Теплопроводность частицы λ_p , комплексный показатель преломления $N = n + ik$. Частица обладает модельной асимметрией поверхностных свойств: фронтальная (в дальнейшем символ (2), $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$) и тыльная (символ (1), $0 \leq \theta < \pi/2$) к излучению полусферы характеризуются постоянными, но различными значениями феноменологических коэффициентов аккомодации импульса и энергии молекул газа. Объемные теплофизические и оптические характеристики для обеих полусфер полагаются одинаковыми. Таким образом, физическая модель частицы полностью соответствует модели, предложенной в [17–19].

В условиях свободномолекулярного режима (число Кнудсена $Kn = l_g/R_p \gg 1$, где l_g – средняя длина свободного пробега молекул газа) функцию распределения молекул газа, падающих на поверхность частицы, можно принять максвелловской:

$$f^-(r = R_p) = f_\infty, \quad f_\infty = n_\infty \left(\frac{m}{2\pi k T_\infty} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_\infty} \right), \quad (2)$$

где n_∞, T_∞ – числовая плотность молекул и температура газа вдали от частицы при $|\mathbf{r}| \rightarrow \infty$; $\theta = \pm\pi/2$; v – скорость молекул; m – масса молекулы газа; k – постоянная Больцмана. Функция распределения отраженных от поверхности частицы молекул f^+ может быть задана различными способами [26]. Наиболее распространен способ физического моделирования данной функции, известным примером которого является зеркально-диффузная схема граничных условий Максвелла. В ней доля $(1 - \varepsilon)$ падающих молекул полагается зеркально-рассеянной поверхностью, а доля ε – равновесно испущенной при локальной температуре элемента поверхности $T_S(\theta)$:

$$f^+(r = R_p) = (1 - \varepsilon)f^-[v - 2\mathbf{n}(\mathbf{n}v)] + \varepsilon f^w, \quad (3)$$

где

$$f^w(r = R_p) = f_\infty [1 + v_S(\theta) + (c^2 - 3/2)\tau_S(\theta)];$$

$$v_S = (n_S - n_\infty)/n_\infty, \quad |v_S| \ll 1;$$

О гипотезе гравито-фотофореза атмосферных аэрозолей и ее экспериментальной проверке

$$\tau_S = (T_S - T_\infty)/T_\infty, \quad |\tau_S| \ll 1; \quad c = \left(\frac{m}{2kT_\infty} \right)^{1/2} v;$$

n_S и T_S – параметры линейризованной максвелловской функции f^w [26]; \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности частицы. Известным недостатком схемы (3) является ее однопараметричность: единственный параметр модели – коэффициент диффузного отражения ε – ответствен за аккомодацию любого макропараметра газа на поверхности частицы.

При решении ряда фундаментальных задач микрофизики аэрозолей (задача о силе сопротивления [27], термо- и фотофорезе аэрозольных частиц [20, 28]) хорошо зарекомендовала себя другая простая модель граничных условий, независимо предложенная различными авторами [29–31]. В ней функция распределения отраженных молекул моделируется полупространственным разложением в ряд локально-максвелловской функции распределения

$$f^+(r = R_p) = f_\infty [1 + a_0(\theta) + a_{1n}(\theta)c_r + a_{1\tau}(\theta)c_\theta + a_2(\theta)(c^2 - 3/2) + \dots], \quad (4)$$

где $a(\theta)$ – коэффициенты разложения, зависящие от полярного угла θ на поверхности частицы. В сходящемся ряде (4) оставляется конечное число членов разложения при требовании выполнения основных законов сохранения для переноса макропараметров.

Неизвестные коэффициенты разложения определяются из соотношений баланса потоков числа частиц, тангенциального и нормального импульса, энергии молекул газа в локальной точке на поверхности частицы. При записи балансовых соотношений используются феноменологические коэффициенты аккомодации в так называемом «кнудсеновском» (потокном) определении [26].

Ни в одной из рассмотренных ранее фундаментальных задач [20, 27, 28] использование данной схемы граничных условий не привело к физически противоречивым результатам, а извлеченные из сопоставления с экспериментом значения коэффициентов аккомодации импульса и энергии хорошо согласуются с известными литературными данными для «технических», не атомарно-чистых поверхностей, что адекватно условиям для реальных атмосферных аэрозолей.

В конечном счете, коэффициенты разложения $a(\theta)$ в (4) являются функциями коэффициентов аккомодации тангенциального импульса α_τ , нормального импульса α_n и энергии α_E молекул газа на поверхности частицы и локальной температуры $T_S(\theta)$. Температура в объеме T_p и на поверхности частицы $T_S(\theta)$ определяется из решения так называемой «тепловой» задачи на основе неоднородного стационарного уравнения теплопроводности:

$$-\lambda_p \Delta T_p(r, \theta) = -\text{div} I = 2\pi k k_0 |I| B(x, \theta), \quad (5)$$

где $B(x, \theta)$ – функция источников электромагнитной энергии внутри частицы [6]; $k_0 = 2\pi/\lambda$ –

волновое число; $x = r/R_p$ – безразмерная радиальная координата. Решение для $T_S(\theta) = T_\infty[1 + \tau_S(\theta)]$ имеет вид

$$T_S(\theta) = T_\infty \left[1 + \frac{1}{4} \frac{IQ_{abs}}{f_2 p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m} + 4\sigma e T_\infty^4}} + \frac{IJ_1}{f_2 p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m} + 4\sigma e T_\infty^4} + \frac{\lambda_p T_\infty}{R_p}} \cos\theta - \sum_{l=2}^{\infty} P_l(\cos\theta) \frac{IJ_l}{f_2 p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m} + 4\sigma e T_\infty^4} + l \frac{\lambda_p T_\infty}{R_p}} \right], \quad (6)$$

где

$$J_l = (2l + 1)n_{кр} \int_0^\pi P_l(\cos\theta) \sin\theta d\theta \int_0^1 x^{l+2} B(x, \theta) dx; \\ \rho = 2\pi R_p / \lambda;$$

$P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра; e – излучательная способность поверхности частицы; σ – постоянная Стефана–Больцмана; f_2 – аккомодационный комплекс (специфичный для разных схем граничных условий). Второе слагаемое в правой части (6) обусловлено однородным нагревом частицы за счет поглощения излучения (здесь Q_{abs} – безразмерный фактор поглощения излучения); третье слагаемое (пропорциональное фактору асимметрии поглощения излучения J_1 и $\cos\theta$) связано с радиометрическим фотофорезом, обусловленным неоднородностью температуры поверхности частицы; последнее слагаемое учитывает высшие угловые гармоники в распределении температуры. Отметим, что практически полезным в расчетах приближением точного решения (6) является косинусоидальное распределение температуры на поверхности

$$T_S \approx T_\infty (1 + \tau_{S0} + \tau_{S1} \cos\theta).$$

Оно обусловлено быстрой сходимостью ряда (6) из-за наличия в знаменателях дробей слагаемого, связанного с теплопроводностью частицы. Заметим также, что косинусоидальное распределение температуры поверхности модельных макроскопических частиц в поле направленного излучения было с высокой точностью подтверждено в эксперименте [32].

Сила, действующая на неподвижную частицу, определяется интегрированием полного потока импульса молекул газа по ее поверхности и равна сумме фотофоретической и «аккомодационной» сил:

$$F = -n_z \int_v dV \sum_{i=1}^2 dS_i m \sum_{\mp} v_r v_z f^\mp(r = R_p, \theta, v) = \\ = F_{ph}(\propto J_1) + F_{ac}(\propto Q_{abs}), \quad (7)$$

где индексы $i = 1, 2$ соответствуют тыльной и фронтальной полусферам частицы, а индексы \mp означают падающие и отраженные потоки молекул газа соответственно. Фотофоретическая сила для модельной частицы имеет вид

$$F_{ph} = \frac{\pi}{6} R_p^2 p_\infty I J_1 \sum_i \frac{f_1(i)}{f_2(i) p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m} + 4\sigma e(i) T_\infty^4} + \frac{\lambda_p T_\infty}{R_p}}, \quad (8)$$

где аккомодационные комплексы для схемы граничных условий (3) $f_1 = f_2 = \varepsilon$, а для модели (4)

$$f_1 = \frac{\alpha_E \alpha_n}{1 - \frac{\pi}{32} (9 - \alpha_E)(1 - \alpha_n)}, \\ f_2 = \alpha_E \frac{1 - \frac{9\pi}{32} (1 - \alpha_n)}{1 - \frac{\pi}{32} (9 - \alpha_E)(1 - \alpha_n)}.$$

Предельный переход от выражения (8) к однородной по поверхностным свойствам частице дает известный результат [20].

Выражение для новой «аккомодационной» силы имеет вид

$$F_{ac} = \frac{\pi}{16} R_p^2 p_\infty I Q_{abs} \sum_i (-1)^i \frac{f_1(i)}{f_2(i) p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m} + 4\sigma e(i) T_\infty^4}}, \quad (9)$$

где символ суммирования, введенный для сокращения записи, подразумевает разность двух величин с символами (1) и (2), что соответствует различным аккомодационным свойствам полусфер частицы. Термин «аккомодационная» сила здесь и ниже используется для различия вновь полученных результатов и результатов для силы гравито-фотофореза F_{gph} из уравнения (1), хотя по модельным представлениям автора [11, 12] последняя также является «аккомодационной» силой. При идентичности поверхностных свойств на полусферах «аккомодационная» сила равна нулю.

Отметим, что возникновение данной силы обусловлено, во-первых, нагревом частицы излучением и, во-вторых, различием в аккомодационных свойствах полусфер. Средняя температура частицы выше равновесной температуры газа за счет поглощения излучения ($F_{ac} \propto IQ_{abs}$). Если излучение отсутствует, то температура частицы и газа одинакова, а наличие асимметрии поверхностных свойств не приводит к возникновению «аккомодационной» силы. Из (9) следует, что «аккомодационная» сила (как и фотофоретическая) пропорциональна произведению коэффициентов аккомодации энергии и нормального импульса молекул газа (точнее, радиометрическому аккомодационному комплексу $\alpha_E \alpha_n / [1 - \frac{\pi}{32} (9 - \alpha_E)(1 - \alpha_n)]$). Очевидно, что при

отсутствии энергетической аккомодации и аккомодации нормального импульса молекул газа на поверхности частицы не возникает ни фотофоретическая, ни «аккомодационная» сила. Отметим, что однопараметрическая зеркально-диффузная схема (3) не проясняет в деталях механизма возникновения указанных сил, так как для нее $f_1 = f_2 = \epsilon$, а коэффициент диффузного отражения ϵ ответствен за аккомодацию любого макропараметра газа на поверхности частицы.

Для стратосферного и мезосферного аэрозоля вклады от радиационного и молекулярного теплопереноса в знаменателе (9) сильно различаются, причем отношение $4\sigma_e T_\infty^4 / f_2 p_\infty \sqrt{2kT_\infty / \pi m} \ll 1$ для частиц размерами $0,1 < R_p < 5$ мкм, начиная с высот около 20÷25 км. При пренебрежении эффектом радиационного выхолаживания частицы для схемы граничных условий (3) из (9) следует неожиданный результат — «аккомодационная» сила отсутствует вообще (конкретная причина этого в том, что $f_1 = f_2 = \epsilon$). Однако для схемы граничных условий (4) получаем ненулевой результат вида

$$F_{ac} = \frac{\pi}{8} R_p^2 \frac{1}{\bar{v}_g} I Q_{abs} \Delta A_n, \quad (10)$$

где

$$\Delta A_n = \alpha_n(2) / [1 - \frac{9\pi}{32}(1 - \alpha_n(2))] - \alpha_n(1) / [1 - \frac{9\pi}{32}(1 - \alpha_n(1))];$$

$\bar{v}_g = \sqrt{8kT_\infty / \pi m}$ — тепловая скорость молекул газа.

Можно показать, что выражение (10) при учете соотношения (6) приводится к виду уравнения (1), полученному в [11, 12] при сходных предположениях (свободномолекулярный режим и пренебрежение радиационным выхолаживанием частицы). Однако вместо разности коэффициентов аккомодации энергии $\Delta\alpha_E$ в (10) фигурирует комплекс ΔA_n , ответственный за аккомодацию нормального импульса молекул газа на различных полусферах частицы. Причину этого принципиального различия можно объяснить следующим. Как было отмечено во введении, теория гравито-фотофореза в свободномолекулярном режиме [11, 12] напрямую заимствует результаты [21] по разработке радиометриче-

ского метода определения коэффициентов аккомодации энергии. В [33] был проведен детальный анализ результатов [21] и показано, что в радиометрическом методе Кнудсена, по всей видимости, фигурирует и измеряется не коэффициент аккомодации энергии α_E , а коэффициент аккомодации нормального импульса α_n при различных температурах нагретой пластины и холодного газа. Он действительно обуславливает радиометрическое давление в свободномолекулярном режиме и может быть назван радиометрическим коэффициентом аккомодации. отождествление его с коэффициентом аккомодации энергии в [21] произошло, как было показано в [33], вследствие определенных упрощающих предположений. Таким образом, развиваемая газокинетическая теория автоматически приводит к корректному виду выражения для силы (10) и появлению в нем комплекса ΔA_n при прозрачной физической трактовке полученного результата. Достоверная информация о значениях коэффициентов аккомодации нормального импульса α_n в отличие от коэффициентов аккомодации энергии α_E [34] крайне скудна. Для аэрозолей она, по видимому, отсутствует вообще. В частности, в [35] представлены значения коэффициентов α_n для ряда газов на неочищенных поверхностях некоторых металлов, измеренные по методике, являющейся развитием радиометрического метода Кнудсена [21] (табл. 1).

Таблица 1

Значения коэффициентов аккомодации нормального импульса α_n , полученные по методике [35] для неочищенных («технических») поверхностей металлов

Газ	Вольфрам	Тантал	Германий
Аргон	0,94	0,91	0,92
Гелий	0,59	0,61	0,62
Кислород	0,78	0,80	0,81
Азот	0,76	0,75	0,79

На основе этих данных были проведены оценки отношения «аккомодационной» силы (10) к силе тяжести и к силам радиометрического фотофореза (как «солечного» [5], так и «теплого» [7]) при характерных значениях параметров (табл. 2).

Таблица 2

Сопоставление «аккомодационной» силы, силы тяжести и фотофоретических сил для углеродных частиц на высоте 30 км ($R_p = 1$ мкм, $\rho_p = 1$ г/см³, $\lambda_p = 0,12$ Вт/(м·К))

F_{ac}^*	F_{mg}	F_{ph}^S **	F_{ph}^{th} ***	F_{ac}/F_{mg}	F_{ac}/F_{ph}^S	F_{ac}/F_{ph}^{th}
1,19·10 ⁻¹⁴ Н 0,239·10 ⁻¹⁴ Н	4,11·10 ⁻¹⁴ Н	2,40·10 ⁻¹⁴ Н	0,143·10 ⁻¹⁴ Н	0,29 0,058	0,50	1,67

Примечания: * «Аккомодационная» сила F_{ac} рассчитана по (10) при $\alpha_n(2) = 0,80$; $\alpha_n(1) = 0,75$; $Q_{abs} \approx 1$; интенсивность коротковолнового солнечного излучения $I^S = 1368$ Вт/м² (верхнее значение); длинноволнового теплового излучения $I^{th} = 275$ Вт/м² (нижнее значение). ** Сила «солечного» фотофореза F_{ph}^S для углеродных частиц при $I^S = 1368$ Вт/м²; $N = 1,95 + 0,7i$; $\lambda = 0,5$ мкм; $J_1 = -0,383$ [5, 6]. *** Сила «теплого» фотофореза F_{ph}^{th} для углеродных частиц при $I^{th} = 275$ Вт/м²; $N = 2,42 + 1,02i$; $\lambda = 10,6$ мкм; $J_1 = -0,0989$ [6, 7].

В качестве характерной разности коэффициентов аккомодации нормального импульса была выбрана оценка (возможно, завышенная) $\Delta\alpha_n = \alpha_n(2) - \alpha_n(1) = 0,05$. Оценки показывают, что «аккомодационные» силы могут быть значимы для вертикального переноса стратосферного аэрозоля, но никак не превосходят силу тяжести. Отметим, что теория гравито-фотофореза при идентичных предположениях и значениях $\Delta\alpha_E = 0,12 \div 0,15$ (известные экспериментальные данные для полированной и зачерненной поверхности платины в воздухе) дает величину $F_{grh}/F_{mg} \approx 3$ на высотах около 30 км [17].

Данные [35] не свидетельствуют о больших возможных значениях $\Delta\alpha_n$ для различных по свойствам поверхностей материалов в воздухе (в лучшем случае, это несколько сотых, но никак не десятых), в отличие от достаточно больших возможных значений $\Delta\alpha_E$ для различных поверхностей в одном и том же газе [34].

Таким образом, предлагаемая газокинетическая теория предсказывает возможность возникновения необычных «аккомодационных» сил для частиц с искусственной асимметрией поверхностных свойств в поле излучения, но изначально не подтверждает их высокой эффективности в вертикальном переносе стратосферного аэрозоля.

2. Экспериментальное исследование «аккомодационных» сил

Сопоставление характерных величин «аккомодационных» сил с силами радиометрического фотофореза (см. табл. 2) позволяет надеяться на их прямое измерение по методике модельного теплофизического эксперимента с макрочастицами. Эта методика уже применялась при исследовании фотофореза в разреженном газе [32] и количественно подтвердила все основные выводы и предсказания газокинетической теории явления [20].

Используемая экспериментальная установка обеспечивает измерение малых сил, действующих на макроскопические тела в разреженном газе. Она состоит из термостабилизированной вакуумной камеры системы откачки, напуска и измерения давления газа, источника излучения (галогенная лампа) с измерителем мощности излучения внутри камеры и системы измерения сил на основе крутильных весов.

Исследуемая частица (сфера диаметром порядка 1 см) с хорошо определяемыми и контролируемыми теплофизическими и поверхностными свойствами подвешивается на кварцевом стержне на крутильных весах; затем производятся откачка рабочей камеры, измерение интенсивности излучения, напуск газа до требуемого давления. Сила, действующая на частицу в поле направленного излучения, регистрируется измерительной системой с ее предварительной калибровкой.

Подробное описание экспериментальной установки, диапазон ее рабочих параметров, процедура калибровки, оценки суммарной погрешности изме-

рения малых сил достаточно подробно представлены в [32].

В качестве исследуемого объекта для измерения «аккомодационных» сил была выбрана стальная частица [$R_p = 0,52$ см, $\rho_p = 7,8$ г/см³, $\lambda_p = 14,8$ Вт/(м·К)] в гелии при достаточно низких давлениях, соответствующих околосвободномолекулярному режиму течения ($Kn \approx 5 \div 15$). Последовательно были реализованы три различные экспериментальные ситуации: хорошо отполированная однородная частица; частица с сильно шероховатой фронтальной и полированной тыльной полусферами; шероховатая однородная частица в поле направленного излучения. Какому-либо специальному чернению частица не подвергалась. Газ гелий был выбран из-за отсутствия адсорбции его атомов на поверхностях металлов [34]; система «сталь–гелий» обеспечивает достаточно большое значение теплофизического параметра $\Lambda = \lambda_p/\lambda_g \approx 100$, при котором фотофоретическая сила уже достаточно мала [20], что позволяет зафиксировать в эксперименте сопутствующую ей «аккомодационную» силу. Кроме того, система «сталь–гелий» продемонстрировала в экспериментах по фотофорезу [32] минимальные из наблюдаемых значения радиометрического аккомодационного комплекса f_1 из (8). Отметим, что для системы «сталь–воздух» аналогичное значение оказалось равным единице [32], что исключило возможность ее использования для измерения «аккомодационных» сил. На однородные полированную и шероховатую частицы в поле излучения будут действовать только фотофоретические силы, а на двустороннюю асимметричную частицу – как фотофоретическая, так и «аккомодационная» силы. Измерение сил в трех рассмотренных ситуациях должно дать искомую информацию о величине и свойствах новой исследуемой силы.

На рис. 2 представлены результаты измерения сил, действующих на двустороннюю и однородную шероховатую частицы, а также разность этих сил, фактически равная «аккомодационной» силе.

Видно, что шероховатой частице соответствует большая измеренная сила, нежели двусторонней (известно, что шероховатость увеличивает значения коэффициентов аккомодации энергии и нормального импульса [34], которым пропорциональны как фотофоретическая, так и «аккомодационная» силы). Экспериментальная разность сил («аккомодационная» сила), несомненно, надежно регистрируется, но лежит на пределе чувствительности экспериментальной установки. Из газокинетического анализа следует, что в околосвободномолекулярном режиме для размерной фотофоретической силы справедлива зависимость вида $F_{ph}(Kn) = C_1 + C_2/Kn$ [20].

Экспериментальные данные для однородных частиц (как полированной, так и шероховатой) хорошо подтверждают эту зависимость по статистическим критериям оценивания. Для двусторонней частицы данная зависимость также статистически достоверна, что свидетельствует о преобладании фотофоретической составляющей в измеренной суммарной силе.

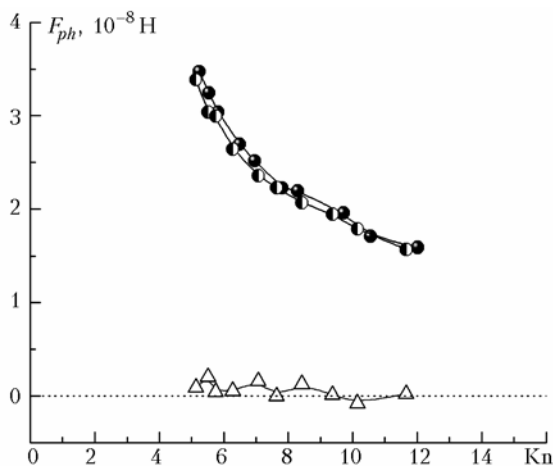


Рис. 2. Результаты измерения сил для модельной стальной частицы в гелии. Черные кружки – однородная шероховатая частица; черно-белые – двусторонняя частица с полированной и шероховатой полусферами; треугольники – разность сил, испытываемых шероховатой и двусторонней частицей. $I = 3000 \text{ Вт/м}^2$, фотофоретический фактор асимметрии $J_1 = -0,28 \pm 0,03$

Наконец, статистический анализ разности сил показал, что и для размерной «аккомодационной» силы с приемлемой точностью выполняется зависимость $F_{ac} \propto C/\text{Kn}$ (рис. 3).

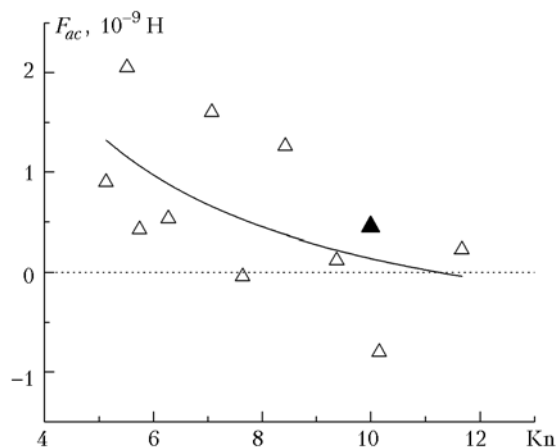


Рис. 3. Разность сил, действующих на однородную шероховатую и двустороннюю стальную частицы в гелии. Светлые треугольники – экспериментальные значения; черный треугольник – независимый теоретический расчет по (10) при $\text{Kn} = 10$; кривая – аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $F_{ac} = C_1 + C_2/\text{Kn}$ при $C_1 = (-1,11 \pm 0,96) \cdot 10^{-9} \text{ Н}$, $C_2 = (12,5 \pm 6,6) \cdot 10^{-9} \text{ Н}$

Использование результатов для безразмерной фотофоретической силы

$$F_{ph}^* = F_{ph} / F_{ph}^{fm},$$

где

$$F_{ph}^{fm} = \frac{\pi}{3} R_p^2 p_\infty J J_1 / \left(p_\infty \sqrt{\frac{2kT_\infty}{\pi m}} + 4\sigma e T_\infty^4 + \frac{\lambda_p T_\infty}{R_p} \right)$$

– фотофоретическая сила в свободномолекулярном режиме при полной аккомодации импульса и энергии [20], позволяет непосредственно оценить экспериментальные значения аккомодационных комплексов, обсуждаемых выше. Действительно, из [20] следует, что в околосвободномолекулярном режиме

$$F_{ph}^*(\text{Kn} \gg 1) \approx f_1(\alpha_E, \alpha_n) \left[1 + \frac{4}{15} \frac{1}{\Lambda} f_3(\alpha_E, \alpha_n) \frac{1}{\text{Kn}} \right], \quad (11)$$

где радиометрический аккомодационный комплекс

$$f_1 = \alpha_E \alpha_n / \left[1 - \frac{\pi}{32} (9 - \alpha_E)(1 - \alpha_n) \right]$$

был введен ранее в (8). Статистическая обработка экспериментальных данных по зависимости (11) дает для полированной частицы $f_1 = 0,48 \pm 0,01$; для шероховатой частицы $f_1 = 0,52 \pm 0,01$; усредненное по полусферам значение для двусторонней частицы $f_1 = 0,49 \pm 0,01$. Увеличение значения комплекса f_1 при увеличении степени шероховатости поверхности вновь является ожидаемым фактом [34].

Заметим, что разделение кнудсеновских коэффициентов аккомодации энергии α_E и нормального импульса α_n в комплексе f_1 в данном эксперименте принципиально невозможно. Вместе с тем независимые измерения α_E можно провести в модельном теплофизическом эксперименте по теплопереносу от той же самой нагретой частицы в том же газе (что и планируется реализовать в дальнейшем). Для зеркально-диффузной схемы граничных условий (3) $f_1 \equiv \varepsilon$ – коэффициент диффузного отражения молекул. Таким образом, изменение степени шероховатости стальной частицы (от хорошо отполированной поверхности к сильно шероховатой) привело к незначительному (в четыре сотых), но надежно зафиксированному экспериментально увеличению аккомодационного радиометрического комплекса f_1 (или коэффициента диффузного отражения ε).

После этого становятся возможными независимая теоретическая оценка «аккомодационной» силы F_{ac} по уравнению (9) и сравнение ее с экспериментальными данными. Для модельных макроскопических частиц при малых давлениях газа вклады от радиационного и молекулярного теплопереноса уже сопоставимы [см. (9)]. Это потребовало независимого измерения во вспомогательном эксперименте излучательной способности e для полированной и шероховатой стальных поверхностей в вакууме по методике, изложенной в [32]. При использовании значений параметров $R_p = 0,52 \text{ см}$; $e(2) = 0,48 \pm 0,03$; $e(1) = 0,43 \pm 0,03$; $I = 3000 \text{ Вт/м}^2$; $p_\infty = 1,38 \text{ Па}$ (что соответствует $\text{Kn} \approx 10$); $T_\infty = 292 \text{ К}$; $Q_{abs} = 0,55 \pm 0,03$ [32] из (9) получаем $F_{ac} = 0,45 \cdot 10^{-9} \text{ Н}$ (черный треугольник на рис. 3). Оценка разности сил по экспериментальной аппроксимации из рис. 3 при

$K_n = 10$ дает $f_{ac} = (0,50 \pm 0,17) \cdot 10^{-9}$ Н. Таким образом, теоретическая оценка силы хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Представляет интерес сопоставление «аккомодационной» и фотофоретической сил, одновременно измеряемых в эксперименте. При $K_n = 10$ для частицы с однородной шероховатой поверхностью экспериментальная аппроксимация дает $F_{ph} = (18,0 \pm 0,2) \times 10^{-9}$ Н, а непосредственно измеренные значения фотофоретической силы составляют $19,6 \cdot 10^{-9}$ Н при $K_n = 9,72$ и $17,0 \cdot 10^{-9}$ Н при $K_n = 10,55$. Таким образом, искомое отношение сил в данной экспериментальной ситуации составляет $0,023 \pm 0,027$.

Заклучение

Разработанная газокинетическая теория «аккомодационных» сил в свободномолекулярном режиме объясняет механизм их возникновения разницей в значениях коэффициентов аккомодации нормального импульса молекул газа (но не коэффициентов аккомодации энергии) на различных сторонах модельной частицы. Проведенные оценки при использовании допустимых значений коэффициентов α_n показывают, что в стратосфере «аккомодационные» силы могут быть сопоставимы с силами радиометрического фотофореза, но не превосходить силу тяжести. Эти выводы как качественно, так и количественно разнятся с выводами аккомодационной теории гравито-фотофореза, развитой для объяснения экспериментов [11–15]. Измерения по методике модельного теплофизического эксперимента с макрочастицами подтверждают существование «аккомодационных» сил, действующих на частицу с искусственной асимметрией поверхностных свойств совместно с силами радиометрического фотофореза. Экспериментальные значения сил для системы «стальная частица — гелий» хорошо согласуются с независимыми теоретическими предсказаниями, при этом отношение «аккомодационной» силы к фотофоретической не превышает 3%.

Авторы благодарят Ф.Д. Ковалева за поддержку и консультации при проведении измерений «аккомодационной» силы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 04-01-96096 и 06-01-00669).

1. Hamill P., Jensen E.J., Russell P.B., Bauman J.J. The life cycle of stratospheric aerosol particles // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1997. V. 78. N 7. P. 1395–1410.
2. Plumb R.A. Stratospheric transport // J. Meteor. Soc. Jap. 2002. V. 80. P. 793–809.
3. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Неллинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
4. Dudek D.R., Fletcher T.H., Longwell J.P., Sarofim A.P. Natural convection induced drag forces on spheres at low Grashof numbers: comparison of theory with experiment // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1988. V. 31. N 4. P. 863–873.
5. Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможно-

сти фотофоретической левитации частиц в стратосфере // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 52–57.

6. Береснев С.А., Кочнева Л.Б. Фактор асимметрии поглощения и фотофорез аэрозолей // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 2. С. 134–141.
7. Береснев С.А., Кочнева Л.Б., Суетин П.Е., Захаров В.И., Грибанов К.Г. Фотофорез атмосферных аэрозолей в поле теплового излучения Земли // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 5–6. С. 470–478.
8. Tehranian S., Giovane F., Blum J., Xu Y.-L., Gustafson B.A.S. Photophoresis of micrometer-sized particles in the free-molecular regime // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2001. V. 44. N 9. P. 1649–1657.
9. Karasev V.V., Ivanova N.A., Sadykova A.R., Kuchareva N., Baklanov A.M., Onischuk A.A., Kovalev F.D., Beresnev S.A. Formation of charged soot aggregates by combustion and pyrolysis: charge distribution and photophoresis // J. Aerosol Sci. 2004. V. 35. N 3. P. 363–381.
10. Ehrenhaft F., Reeger E. Sur la photophorese transversale // Compt. Rend. Acad. Sci. 1951. T. 232. N 21. P. 1922–1924.
11. Rohatschek H. The role of gravitophotophoresis for stratospheric and mesospheric particulates // J. Atmos. Chem. 1984. V. 1. N 4. P. 377–389.
12. Rohatschek H. Direction, magnitude and causes of photophoretic forces // J. Aerosol Sci. 1985. V. 16. N 1. P. 29–42.
13. Rohatschek H. Photophoretic levitation of carbonaceous aerosols // J. Aerosol Sci. 1989. V. 20. N 8. P. 903–906.
14. Jovanovic O., Horvarh H. Light induced motion of black carbon for stratospheric range of pressures // J. Aerosol Sci. 2000. V. 31. Suppl. 1. P. S831–S832.
15. Jovanovic O., Horvarh H. Gravito-photophoresis of black carbon particles for stratospheric range of pressures // J. Aerosol Sci. 2000. V. 32. Suppl. 1. P. S443–S444.
16. Preining O. Photophoresis // Aerosol Science (ed. C.N. Davis). N.Y.: Academic Press, 1966. P. 111–135.
17. Rohatschek H. Levitation of stratospheric and mesospheric aerosols by gravito-photophoresis // J. Aerosol Sci. 1996. V. 27. N 3. P. 467–475.
18. Rohatschek H. Semi-empirical model of photophoretic forces for the entire range of pressures // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. N 5. P. 717–734.
19. Pueschel 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. N 3. P. 3727–3736.
20. Beresnev S.A., Chernyak V.G., Fomyagin G.A. Photophoresis of a spherical particle in a rarefied gas // Phys. Fluids A. 1993. V. 5. N 8. P. 2043–2052.
21. Knudsen M. Radiometer pressure and coefficient of accommodation. D. Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Math. fys. Medd. 1930. V. 11. P. 3–75.
22. Pueschel R.F., Boering K.A., Verma S., Howard S.D., Ferry G.V., Goodman J., Allen D.A., Hamill P. Soot aerosol in the lower stratosphere: pole-to-pole variability and contributions by aircraft // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102. N 11. P. 13,113–13,118.
23. Cheremisin A.A., Vassilyev Yu.V., Kushnarenko A.V. Photophoretic forces for bispherical aerosol particles // Proc. SPIE. 2003. V. 5027. P. 21–32.
24. Черемисин А.А., Васильев Ю.В. Математическая модель процессов левитации аэрозольных частиц в атмосфере Земли под действием сил гравитофотофореза //

- Тр. Междунар. конф. по вычисл. матем. Ч. 1. Новосибирск: Изд-во ИВМиМГ СО РАН, 2004. С. 327–332.
25. *Cheremisin A.A., Vassilyev Yu.V., Horvath H.* Gravitophoresis and aerosol stratification in the atmosphere // *J. Aerosol Sci.* 2005. V. 36. N 11. P. 1277–1299.
 26. *Черчиньяни К.* Теория и приложения уравнения Больцмана. М.: Мир, 1978. 496 с.
 27. *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.
 28. *Beresnev S.A., Chernyak V.G.* Thermophoresis of a spherical particle in a rarefied gas: numerical analysis based on the model kinetic equations // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7. N 7. P. 1743–1756.
 29. *Shen S.F.* Parametric representation of gas-surface interaction data and the problem of slip-flow boundary conditions with arbitrary accommodation coefficients // *Entropie.* 1967. V. 18. P. 135–144.
 30. *Cercignani C., Pagani C.D.* Rarefied flows in presence of fractionally accommodating walls // *Rarefied Gas Dynamics* (ed. L. Trilling, H.Y. Wachmann). N.Y.: Academic Press, 1969. Part 1. P. 269–276.
 31. *Баранцев Р.Г.* Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М.: Наука, 1975. 344 с.
 32. *Ковалев Ф.Д.* Экспериментальное исследование фотофореза в газах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Екатеринбург: Уральский гос. ун-т., 2003. 24 с.
 33. *Кушер И.* Феноменологические теории аккомодации газа на поверхности // *Динамика разреженных газов* / Под ред. В.П. Шидловского. М.: Мир, 1976. С. 60–84.
 34. *Коленциц О.А.* Тепловая аккомодация систем газ – твердое тело. Минск: Изд-во «Наука и техника», 1977. 128 с.
 35. *Kostoff R.N., Anderson J.B., Fenn J.B.* Measurements of momentum accommodation of gas molecules at surfaces // *Fundamentals of gas-surface interactions* (ed. H. Saltsburg et al.). N.Y.: Academic Press, 1967. P. 512–521.

S.A. Beresnev, D.V. Suetin. **About the hypothesis of gravito-photophoresis for atmospheric aerosols and its experimental verification.**

The results of theoretical and experimental investigations of so-called «accommodation» forces (gravito-photophoretic forces) acting on particles with asymmetry of surface properties in rarefied gas in the directed electromagnetic radiation field are presented. The gas-kinetic theory of the phenomenon in the free-molecular regime predicts the occurrence of unusual force, caused by a difference of normal momentum accommodation coefficients on hemispheres of model particle.

For micron-sized particles in stratosphere, «accommodation» forces can be comparable with radiometric photophoresis forces, but do not exceed a gravity force. The measured values of this force for steel particle in helium by a technique of model thermal-physics experiment agree well with independent theoretical predictions. The ratio of «accommodation» force to the radiometric photophoresis forces in experiment does not exceed 3%.