

К вопросу о плазменно-пылевых процессах в физике комет

С. И. Попель¹⁾, А. П. Голубь, Л. М. Зеленый

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2024 г.

После переработки 3 августа 2024 г.

Принята к публикации 3 августа 2024 г.

Рассмотрены плазменно-пылевые процессы в физике комет. На основе физико-математической модели для самосогласованного описания концентраций фотоэлектронов и пылевых частиц над поверхностью освещенной части ядра кометы определены функции распределения фотоэлектронов, высотные зависимости зарядов и размеров пылевых частиц, а также электрических полей. Показано, что плазменно-пылевые процессы имеют существенные проявления в ситуациях, когда комета находится достаточно далеко от Солнца. Для кометы, характеризуемой параметрами ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, пылевая плазма в окрестности ядра кометы формируется за счет электростатических взаимодействий, т.е. аналогично формированию пылевой плазмы вблизи других безатмосферных тел (таких, например, как Луна, спутники Марса, астероиды), если расстояние от кометы до Солнца не меньше $\sim (2.5-3.5)$ а.е. Если же комета находится на более близких расстояниях от Солнца, то динамику пылевых частиц определяет газовый поток от ядра кометы.

DOI: 10.31857/S0370274X24090019, EDN: VTYNMJ

1. Введение. Источником мелких частиц, заполняющих Солнечную систему, служат разрушающиеся ядра комет и столкновения тел в поясе астероидов [1]. Высвобождение пыли при разрушении ядер комет происходит следующим образом. Приближаясь к Солнцу, комета обычно приобретает характерную структуру: видимый гигантский хвост, ядро (как правило, невидимое) очень маленького размера по сравнению с хвостом, а также атмосферу, окружающую ядро и называемую комой кометы. Кома и хвост формируются как следствие истечения вещества из ядра кометы. В ядре ледяные слои из замороженных газов чередуются с пылевыми слоями. Считается, что по мере прогревания солнечным излучением образующиеся в результате возгонки газы вытекают наружу, увлекая за собой пылевые частицы. В результате ядро кометы становится источником газопылевого потока, движущегося (вслед за ядром) навстречу солнечному ветру.

Исследования пылевых частиц вблизи кометы Галлея, а также частиц из микрократеров на Луне, потоков метеоров, межпланетных пылевых частиц, собранных космическими аппаратами, позволили получить [2] параметры, которые широко используются для исследования зарядки и динамики пылевых частиц в магнитосфере Земли и Солнечной системе (см., например, [3]). Впервые исследование частиц пыли кометного происхождения в земных усло-

виях удалось провести в рамках космической миссии “Stardust” [4]. Основной целью миссии был сбор кометной пыли с последующей доставкой образцов на Землю. На некоторых участках траектории космического аппарата “Stardust” собирались также образцы межпланетной пыли. Пыль захватывалась заполненным аэрогелем коллектором, установленным на космическом аппарате. Когда последний находился в окрестностях ядра кометы 81P/Wild 2 (точка максимального сближения “Stardust” была примерно в 236 км от ядра), в коллекторе оседали пылевые частицы. Затем он был герметично закрыт и спрятан в возвращаемую капсулу, которая в январе 2006 г. вернулась на Землю. После вскрытия капсулы стало ясно: миссия выполнена успешно – аэрогель содержал крупные и мелкие частицы кометного вещества. Исследование частиц показало, что их размеры варьировались от десятков нанометров до десятых долей миллиметра. В среднем они оказались крупнее частиц кометы Галлея.

Поскольку кометная пыль взаимодействует с электронами и ионами окружающей плазмы, а также с солнечным излучением, пыль заряжается. В результате среду, окружающую ядро кометы, оказывается возможным трактовать как пылевую плазму. Плазменно-пылевые процессы могут, например, иметь существенные проявления при формировании головной ударной волны, образующейся вследствие взаимодействия комы кометы с солнечным ветром [5]. Оказывается, что ее иногда можно рассматри-

¹⁾e-mail: popel@cosmos.ru

вать как разновидность пылевой ионно-звуковой ударной волны [6–8]. Для типичного ядра кометы с радиусом ядра ~ 1 км и относительно плотной комы (с концентрацией пыли, превосходящей 10^6 см^{-3}) при формировании головной ударной волны важную роль играет аномальная диссипация, обусловленная зарядкой пылевых частиц [6–10].

Кометы относятся к телам Солнечной системы, у которых отсутствуют дипольное магнитное поле и заметная атмосфера. Такие тела, как правило, подвержены непосредственному воздействию внешних факторов космического пространства – потокам микрометеороидов, солнечному ультрафиолетовому излучению, потокам солнечного ветра, космических лучей. В результате воздействия этих факторов за геологические эпохи происходит так называемое космическое выветривание. Следствием выветривания являются: во-первых, постепенное измельчение материала поверхности этих тел в результате случайных ударов микрометеороидов; во-вторых, преобразование химического состава реголита, которое происходит под действием потоков солнечного ветра, энергичных ядер солнечного и галактического происхождения, а также благодаря внедрению в пылевые гранулы частиц микрометеороидов; и, наконец, в-третьих, формирование динамичной приповерхностной плазменно-пылевой экзосферы. Подобные процессы обоснованы, в частности, для таких тел Солнечной системы, как Луна, спутники Марса, астероиды [11–15].

О роли возможных плазменно-пылевых эффектов в физике комет указывалось в работах [16–20]. В работе [16] хотя и проводилось лишь численное моделирование потоков электрически нейтральной пыли в окрестности кометы и, соответственно, пренебрегалось электростатическими взаимодействиями, отмечалась их возможная роль. В работах [17–19] на уровне оценок рассматривались разного рода проявления плазменно-пылевых процессов в применении к комете 67P/Чурюмова–Герасименко, такие как зарядка поверхности ядра кометы, электростатическое ускорение пыли в окрестности ядра, возможность существования положительно заряженной пыли в коме кометы, влияние зарядки пылевых частиц на ионизационный баланс в коме кометы. Однако при этом не был учтен ряд эффектов, например, влияние тока фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на зарядку этой частицы. Далее, корректно не вычислялась температура фотоэлектронов, а делались разного рода предположения, касающиеся температуры окружающих пылевую частицу электронов и т.д. Все эти эффекты могут иметь существенное влия-

ние на свойства пылевой плазмы в окрестности ядра кометы, подобно тому, как это имеет место для безатмосферных космических тел [12, 14, 15]. Наконец, в работе [20] в применении к данным, полученным в рамках миссии The Parker Solar Probe, рассматривались динамика пылевых частиц от объекта 322P, предположительно, имеющего кометное происхождение, на небольших расстояниях от Солнца (~ 0.1 а.е.). Отметим, что детального исследования плазменно-пылевых процессов при формировании газопылевого потока, движущегося (вслед за ядром), в этих работах не проводилось.

Как и в случаях Луны, спутников Марса, астероидов, где приповерхностная экзосфера включает фотоэлектроны, выбитые из поверхностного слоя реголита под действием УФ солнечного излучения, плазму солнечного ветра, заряженные частицы, рассеянные на материале реголита, вторичные заряженные частицы, нейтралы, летучие вещества, содержащиеся в реголите и недрах тел, микрочастицы реголита [14], в случае комет плазменно-пылевые процессы могут вносить определенный вклад при формировании газопылевого потока. Изучение такого рода процессов и выявление условий (в частности, расстояний от кометы до Солнца), при которых именно плазменно-пылевые процессы определяют динамику пылевых частиц в окрестностях ядер комет, являются целями настоящей работы.

2. Особенности кометной среды. Источником пыли, поднимающейся над поверхностью безатмосферного космического тела, является реголит, присутствующий на его поверхности и состоящий из обломков пород и минералов размером от пылевых частиц до нескольких метров в поперечнике, стекол, литифицированных брекчий, фрагментов метеоритов и т.д. К сожалению, наши знания о реголите на поверхности комет неполны, поскольку активные кометы не подвержены длительной бомбардировке, и реголит на их поверхности может быть иным по природе и происхождению, чем на других телах Солнечной системы. Определенная ясность в этом вопросе появилась после завершения космической миссии Rosetta к комете 67P/Чурюмова–Герасименко. Во время миссии Rosetta было проведено весьма детальное исследование состава кометных ядер [21]. Анализ доступных наборов данных показал, что для кометы 67P/Чурюмова–Герасименко характерны пористые “камешки”, которые непосредственно наблюдались на поверхности ядра кометы (похожие на хондритовые пористые частицы межпланетной пыли, т.е. частицы преимущественно силикатного состава). Соответствующие наблюдения были выпол-

нены с помощью камеры CIVA на борту посадочного модуля Philae [22]. Инструменты Rosetta позволили изучить структуру кометной пыли различных размеров, в том числе и пыли с размерами в несколько десятков нанометров. Оказалось возможным с большой уверенностью сделать вывод, что частицы пыли имеют сложную структуру и высокую внутреннюю пористость [23, 24]. Многие из них отличаются очень низкой прочностью. Обнаруженные пылевые частицы, по всей вероятности, образовались существенно раньше, чем реголит на других небольших космических телах, и, скорее всего, представляют собой первичный материал кометы. Следует отметить, что комета 67P/Чурюмова–Герасименко не является уникальной. На основании наблюдений кометы 103P/Hartley космическим аппаратом EROXI, был сделан вывод [25], что нетронутые “камешки” могут сформировать комету в результате последующего гравитационного коллапса.

Подобно практически любому безатмосферному космическому телу, поверхность ядра кометы заряжается под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра. При взаимодействии с излучением ядро кометы испускает электроны благодаря фотоэффекту, что приводит к формированию над его поверхностью слоя фотоэлектронов. Фотоэлектроны поставляются и пылевыми частицами, парящими над поверхностью ядра кометы (они также поглощают солнечный свет). Пылевые частицы, находящиеся на поверхности ядра кометы или в приповерхностном слое, не только испускают, но и поглощают фотоэлектроны, а также фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их электростатическому взаимодействию с заряженной поверхностью ядра кометы, подъему и движению пыли. Этот процесс может конкурировать с процессом увлечения пыли потоком газов, образующихся в результате возгонки вследствие прогревания ядра солнечным излучением.

Таким образом, при рассмотрении плазменно-пылевых процессов над поверхностью ядра кометы следует учитывать такие особенности кометной среды по сравнению с рядом безатмосферных космических тел (например, Луной, спутниками Марса, астероидами), как

(1) присутствие газов, образующихся в результате возгонки вследствие прогревания ядра кометы солнечным излучением, что приводит к необходимости учета дополнительной силы, характеризующей взаимодействие газового потока с пылевыми частицами;

(2) наличие водяного льда в ядрах комет, модифицирующее существенным образом фотоэлектрические свойства реголита и влияющее, как следствие, на процессы формирования электростатических сил;

(3) различные вещества, составляющие ядро кометы и пыль на его поверхности (ниже при расчетах полагаем, что ядро кометы – ледяное, тогда как частицы пыли на его поверхности – силикатные, а фотоэлектрические свойства пылевых частиц близки к аналогичным свойствам лунного реголита);

(4) чрезвычайно вытянутый характер орбиты кометы, что делает необходимым проведение расчетов на разных расстояниях от Солнца.

3. Фотоэлектроны. Для описания плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое освещенной части ядра кометы используется модифицированная модель [26], в которой зарядка пылевых частиц над поверхностью ядра кометы вычисляется с учетом влияния фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от поверхности ядра кометы, так и от поверхностей присутствующих над ней пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удастся только численными методами.

Для нахождения концентраций фотоэлектронов над поверхностью ядра кометы производится решение системы уравнений, состоящей из стационарного кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов и уравнения Пуассона для электростатического потенциала с соответствующими граничными условиями, характеризующими поведение потенциала у поверхности ядра кометы и на бесконечном удалении от нее. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям у поверхности ядра кометы Φ_e определяется стандартным образом [27] на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения:

$$\Phi_e(E_e)dE_e = 2 \cos \theta \sqrt{\frac{2m_e}{E_e}} \int_{E_e+W}^{\infty} Y(E_{ph})F_{ph} dp dE_{ph}, \quad (1)$$

где E_e – энергия фотоэлектрона, E_{ph} – энергия фотона, W – работа выхода фотоэмиссии, θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце, m_e – масса электрона, $Y(E_{ph})$ – квантовый выход, зависящий от энергии фотонов, $F_{ph}dE_{ph}$ – число фотонов солнечного излучения с энергией E_{ph} в интервале dE_{ph} , пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к направлению движения фотонов,

$$d\rho = \frac{6(E_m - E_e)}{E_m^3} E_e dE_e, \quad 0 \leq E_e \leq E_m = E_{ph} - W$$

– вероятность [27] того, что в результате поглощения фотона энергии E_{ph} испускается электрон с энергией E_e в интервале энергий dE_e . Коэффициент “2” в правой части (1) обусловлен тем, что в стационарном состоянии количества электронов, покидающих и поглощаемых поверхностью твердого тела, равны друг другу. При выводе (1) пренебрегалось возможной анизотропией функции распределения фотоэлектронов в пространстве скоростей, обусловленной неровностью поверхности ядра кометы.

Функция распределения (1) может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов у поверхности ядра кометы:

$$N_0 = \int_0^\infty \Phi_e(E_e) dE_e, \quad (2)$$

$$T_{e,ph} = \frac{2}{3} \langle E_e \rangle \equiv \frac{2}{3N_0} \int_0^\infty E_e \Phi_e(E_e) dE_e. \quad (3)$$

При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются спектр солнечного излучения, квантовый выход и работа выхода поверхности ядра кометы. Поскольку материал поверхности ядра кометы представляет собой водяной лед, в качестве ее работы выхода используем величину $W = 8.7 \text{ эВ}$ [28], а для квантового выхода – зависимость $Y(E_{ph}) = C_Y (E_{ph} - W)^2$ [29] с $C_Y = 10^{-4} \text{ эВ}^{-2}$. Что касается спектров солнечного излучения, их форма соответствует форме спектров у Луны [30, 31], однако интенсивность должна учитывать зависимость ($\propto 1/L^2$) от расстояния L между кометой и Солнцем. Спектры солнечного излучения существенно варьируются в течение одиннадцатилетнего цикла солнечной активности. Однако, как и в ситуации с Луной (см. [31]), и в случае ядра кометы, несмотря на вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов), в указанном цикле не происходит существенных (на порядки величины) изменений значений N_0 и $T_{e,ph}$. Поэтому ниже проводятся вычисления для солнечного максимума.

В дальнейших вычислениях важными также оказываются значения концентрации и температуры фотоэлектронов, испускаемых пылевой частицей, присутствующей над поверхностью ядра кометы. Вычисление этих значений производится способом, аналогичным приведенному выше для случая кометного ядра. Однако следует иметь в виду отличие работы выхода и квантового выхода поверхности пылевой частицы от соответствующих параметров водяного льда. Поскольку типичные значения работы выхода и квантового выхода для пылевой частицы у ядра кометы неизвестны, но частицу можно рассатривать силикатной, полагаем, что они близки к аналогичным значениям на Луне [31]. Так, в качестве значений работы выхода используем значение 5.5 эВ , а для квантового выхода в расчетах используем его зависимость, приведенную в работе [32]. При этом максимальное значение квантового выхода [32], приблизительно равное 0.09 ± 0.003 , достигается при длине электромагнитной волны, приблизительно равной 900 \AA , что, в свою очередь, соответствует $E_{ph} \approx 13.7 \text{ эВ}$. При значениях E_{ph} больших и меньших 13.7 эВ , величина квантового выхода существенным образом уменьшается (на несколько порядков величины). Так, при $E_{ph} \approx 7 \text{ эВ}$ $Y(E_{ph})$ падает до значения $\sim 10^{-6}$, при приближении E_{ph} к работе выхода квантовый выход уменьшается еще на 1–2 порядка величины.

Параметры фотоэлектронов (N_0 , T_e), рассчитанные по формулам (1)–(3), в приповерхностном слое освещенной части ядра кометы для солнечной активности, соответствующей солнечному максимуму, и значению работы выхода $W = 8.7 \text{ эВ}$ имеют следующие значения: $N_0 \approx 114 \cos \theta / L^2 \text{ см}^{-3}$; $T_{e,ph} \approx 7.89 \text{ эВ}$. Аналогичные параметры (N_{0d} , T_{ed}) у поверхности пылевой частицы, присутствующей над поверхностью ядра кометы, приблизительно равны $N_{0d} \approx 290 / L^2 \text{ см}^{-3}$; $T_{e,ph,d} \approx 1.9 \text{ эВ}$. В приведенных здесь выражениях L вычисляется в астрономических единицах.

На рисунке 1 изображена вычисленная для спектра солнечного излучения, соответствующего солнечному максимуму, функция распределения $f_e(E_e) \equiv \Phi_e(E_e) / N_0$, нормированная на единицу ($\int_0^\infty f_e(E_e) dE_e = 1$), полученная для данных, характеризующих ситуации у ледяной поверхности кометного ядра (а) и у поверхности пылевой частицы (б). Имеется сильное отличие указанной функции распределения от максвелловской, вычисленной для значений средней энергии фотоэлектронов, характеризующих распределение $f_e(E_e)$.

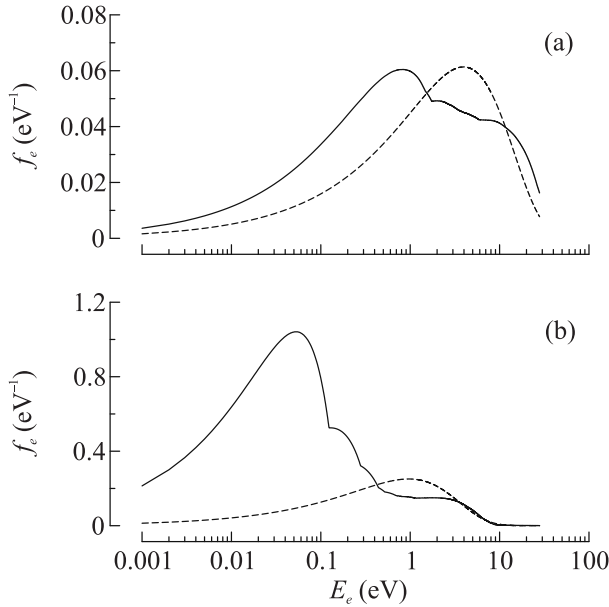


Рис. 1. Нормированные на единицу функция распределения фотоэлектронов f_e по энергиям (сплошная кривая) и распределение Максвелла (пунктирная кривая), вычисленное для значений средней энергии фотоэлектронов, характеризующих распределение, изображенное сплошной кривой, для ситуаций освещенных частей поверхности ядра кометы (а) и поверхности пылевой частицы (б)

4. Заряженные пылевые частицы. Поведение пылевых частиц в приповерхностном слое ядра кометы описывается уравнениями, характеризующими их динамику и зарядку:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 + \mathbf{F}_{fg}, \quad (4)$$

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (5)$$

где \mathbf{F}_{fg} – сила увлечения пылевой частицы газовым потоком, направление которой совпадает с направлением газового потока, а абсолютная величина определяется по формуле Эшштейна [33]:

$$F_{fg} = (4/3)\pi a^2 n_s m_{H_2O} u_s^2, \quad (6)$$

a – размер пылевой частицы; m_{H_2O} – масса молекулы воды; u_s и n_s – соответственно скорость течения газа и его концентрация; m_d – масса пылевой частицы; q_d – ее заряд; \mathbf{g}_0 – ускорение свободного падения у поверхности ядра кометы; \mathbf{E} – электрическое поле; $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи на пылевую частицу электронов и ионов солнечного ветра, $I_{ph}(q_d)$ – фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный ее взаимодействием с солнечным

излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов на пылевую частицу:

$$I_e \approx -\pi a^2 e n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}}\right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} I_i &\approx \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \\ &\times \left\{ \frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right\} \\ &+ \pi a^2 e n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right\} \left(1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} I_{ph} &\approx -\pi a^2 e N_{0d} \sqrt{\frac{T_{e,ph,d}}{2\pi m_e}} \\ &\times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph,d}}\right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph,d}}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8\tilde{T}_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a \tilde{T}_{e,ph}}\right). \quad (10)$$

Здесь Z_d – зарядовое число пылевой частицы ($q_d = Z_d e$); e – элементарный заряд; $n_{e(i)S}$ – концентрация электронов (ионов) солнечного ветра; $T_{e(i)S}$ – температура электронов (ионов) солнечного ветра; m_i – масса иона; $u_0 = \sqrt{2Z_d e^2 / a m_i}$; $u_{Ti} = \sqrt{T_{iS} / m_i}$ – тепловая скорость ионов солнечного ветра; u_i – скорость солнечного ветра; $\tilde{T}_{e,ph}$ – температура фотоэлектронов, а $n_{e,ph}$ – концентрация фотоэлектронов, учитывающие фотоэлектроны как с поверхности ядра кометы, так и с поверхностей пылевых частиц. Выражения (7)–(10) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (9) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения. Указанный множитель удаётся выразить через значение N_{0d} . Выражение (8) выведено специально для случая положительного заряда пылевых частиц и произвольных скоростей потоков ионов [34].

При решении уравнений (4) и (5) учитываем, что электрическое поле \mathbf{E} , создаваемое заряженной поверхностью ядра кометы, является вертикальным (предполагается плоская поверхность без каких-либо

возвышенностей или впадин), и его значение составляет

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta/2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos \theta/2}}. \quad (11)$$

Здесь h – высота над поверхностью ядра кометы, λ_D – дебаевский радиус фотоэлектронов вблизи поверхности ядра кометы. Это выражение получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона по аналогии с выражением, полученным для Луны [35–37]. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (11) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности ядра кометы, в зависимости от угла θ .

В дальнейших вычислениях рассматриваем комету, характеризуемую массой и плотностью ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, что в предположении сферической симметрии и однородности ядра позволяет получить его радиус (4.44 км) и ускорение свободного падения у поверхности ядра кометы $g_0 = 0.0745 \text{ см/с}^2$. Далее в расчетах используются следующие зависимости, связывающие характеристики солнечного ветра на расстоянии L от Солнца с его характеристиками на земной орбите: $n_{eS} = n_{eS0}/L^2$, $n_{iS} = n_{iS0}/L^2$, $T_{eS} = T_{eS0}/L^{4/3}$, $T_{iS} = T_{iS0}/L^{4/3}$, где L выражается в астрономических единицах, а индекс 0 обозначает значения величин на орбите Земли. Данные зависимости выводятся в предположениях, что имеет место сферически симметричный разлет солнечного ветра в инерциальном режиме (когда его скорость u_i сохраняется), и, кроме того, температуры компонент изменяются в соответствии с адиабатой Пуассона для идеального газа с показателем адиабаты, равным 5/3.

Зависимости скорости u_s течения газов в газовом потоке и их концентрации n_s от расстояния L вычисляются с помощью уравнения Клапейрона–Клаузиуса, характеризующего равновесный процесс возгонки, а также предположений, что на поверхности кометного ядра выполняется уравнение баланса энергии, а также что скорость истечения молекул равна скорости звука (см. [38]). На рисунке 2 приведены эти зависимости для болометрического альбедо, характеризующего способность поверхности ядра кометы отражать падающее на нее излучение, равного 0.63, и излучательной способности поверхности ядра в инфракрасном диапазоне частот, составляющей 0.37. Кроме того, на этом же рисунке представлены зависимости от L величины F_E/F_{fg} в окрестности поверхности ядра кометы для пылевых частиц двух размеров и двух значений угла θ . Здесь $F_E = eZ_d|\mathbf{E}|$ – электростатическая сила.

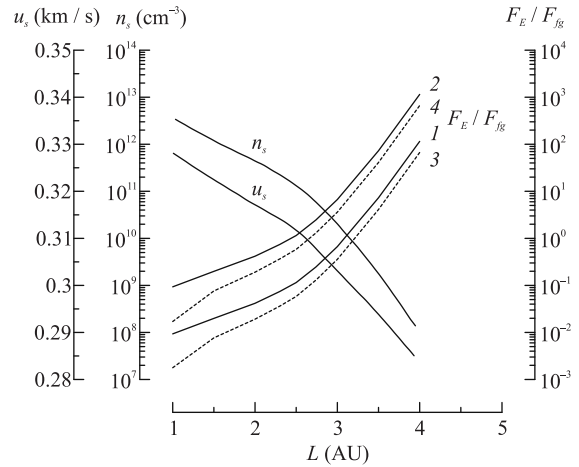


Рис. 2. Зависимости скорости u_s течения газов в газовом потоке, их концентрации n_s , а также величины F_E/F_{fg} в окрестности поверхности ядра кометы от расстояния L . Кривые 1 и 3 соответствуют пылевым частицам радиуса $a = 1 \text{ мкм}$, а кривые 2 и 4 – $a = 0.1$. Величина F_E/F_{fg} вычислена для значений угла $\theta = 87^\circ$ (сплошные кривые) и $\theta = 77^\circ$ (штриховые кривые)

Соотношение F_E/F_{fg} получено в рамках стационарной модели, справедливость которой обусловлена тем, что система уравнений (4) и (5) имеет решения, характеризующие траектории пылевых частиц, в виде затухающих колебаний [39]. Причем затухание связано с диссипативными процессами за счет процессов зарядки пылевых частиц, характеризующихся частотой $\nu_q \sim 10^{-2} \text{ с}$ [40], определяющей время релаксации зарядов пылевых частиц до равновесных значений (при малых отклонениях от равновесных значений). Подход [39] позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над безатмосферным космическим телом без учета осцилляций

$$2/\nu_q(a) \ll T_C, \quad (12)$$

где T_C – продолжительность светлого времени суток на комете. Условие (12) означает, что колебания частицы успевают затухать гораздо быстрее, чем заканчиваются сутки на комете, т.е. можно пренебрегать осцилляциями большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью ядра кометы. Условие (12) для значительного числа комет выполнено, поскольку время порядка $2/\nu_q \sim 100 \text{ с}$, как правило, существенно меньше характерного времени вращения ядра кометы $\sim 10 \text{ ч}$ [41]. Таким образом, оказывается возможным использование стационарной модели пылевой плазмы, в рамках которой для описания поведения пылевых частиц над освещенной частью поверхности ядра ко-

меты и определения их распределений по высотам вместо системы дифференциальных уравнений (4) и (5) следует решить систему следующих алгебраических уравнений:

$$q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0 + \mathbf{F}_{fg} = 0, \quad (13)$$

$$I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d) = 0. \quad (14)$$

Уравнения (13) и (14) позволяют найти зависимости a , Z_d и F_E/F_{fg} от высоты h над поверхностью ядра кометы, если известна напряженность электрического поля E на высоте h . Для определения $E(h)$ необходимо решить уравнение Пуассона, в правую часть которого, наряду с другими величинами, входит концентрация пылевых частиц $n_d(h)$. Если известны функция $a(h)$ и распределение частиц реголита на поверхности ядра кометы по размерам, то, учитывая тот факт, что над ней поднимаются именно пылевые частицы, находящиеся первоначально на поверхности ядра, можно определить распределение $n_d(h)$. Таким образом, чтобы найти зависимости $a(h)$, $Z_d(h)$, $n_d(h)$ и $E(h)$, необходимо самосогласованно решать уравнения (13) и (14), а также уравнение Пуассона, учитывающее распределение пылевых частиц по размерам на поверхности ядра кометы. Поскольку последнее нам неизвестно, в качестве распределения частиц реголита по размерам на поверхности ядра кометы было использовано аналогичное распределение для Луны (см., например, [26]). Аналитически такое рассмотрение провести невозможно, поэтому используются численные методы, в частности итерационный метод. На первом этапе используется зависимость $E(h)$, определяемая (11). Соответственно, изменения электрического поля учитываются на последующих шагах.

Таким образом, на основе представленной физико-математической модели можно численными методами получить значения, характеризующие высотное распределение заряженных пылевых частиц, отношения сил F_E/F_{fg} и электрического поля над поверхностью ядра кометы с учетом, в том числе, процесса эмиссии фотоэлектронов частицами пыли, присутствующими над поверхностью ядра. В расчетах использованы данные, характеризующие пылевые частицы и электрические поля над поверхностью ядра кометы в условиях, соответствующих солнечному максимуму, работе выхода материала поверхности ядра кометы $W = 8.7 \text{ эВ}$, работе выхода материала поверхностей пылевых частиц $W = 5.5 \text{ эВ}$, углах между местной нормалью и направлением на Солнце $\theta = 87^\circ$, 77° и 0° , а также $n_{eS0} = n_{iS0} = 8.7 \text{ см}^{-3}$, $T_{eS0} = 12 \text{ эВ}$, $T_{iS0} = 6 \text{ эВ}$,

$u_i = 468 \text{ км/с}$. Соответствующие результаты расчетов показаны на рис. 3а–с и 4а–с, на которых a характеризует максимальный размер частиц на соответствующей высоте h . Значения зарядового числа Z_d и отношения сил F_E/F_{fg} рассчитаны для значений a , представленных на этих рисунках. Рисунки 3 и 4 получены для значений L , равных соответственно 3.5 и 4 а.е.

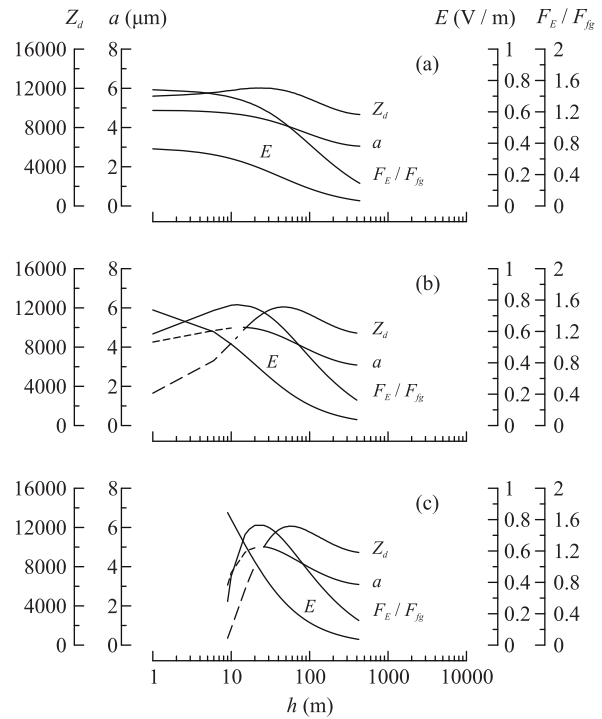


Рис. 3. Размеры a , зарядовые числа Z_d пылевых частиц, отношения электростатической и газодинамической сил F_E/F_{fg} , а также электрические поля E в зависимости от высоты h над поверхностью ядра кометы для углов $\theta = 87^\circ$ (а), 77° (б), 0° (с). Вычисления проведены для $L = 3.5$ а.е. Штриховыми кривыми отмечены неустойчивые состояния равновесия пылевых частиц

Анализ результатов расчетов показывает, что вблизи поверхности ядра кометы электростатическая сила больше газодинамической примерно в 30 раз при $L = 4$ а.е. и в 1.5 раза при $L = 3.5$ а.е. По мере удаления от поверхности ядра кометы (увеличения h) величины a и F_E/F_{fg} уменьшаются, радиус пылевых частиц достигает минимального значения – для пылевых частиц меньшего радиуса равновесных состояний не существует ($F_E + F_{fg} > m_d g_0$), и они уносятся газовым потоком от кометного ядра. Таким образом, в ситуации с кометой в определенном диапазоне размеров пылевых частиц возможно существование положения их равновесия, т.е. такие частицы можно трактовать как левитирующие ана-

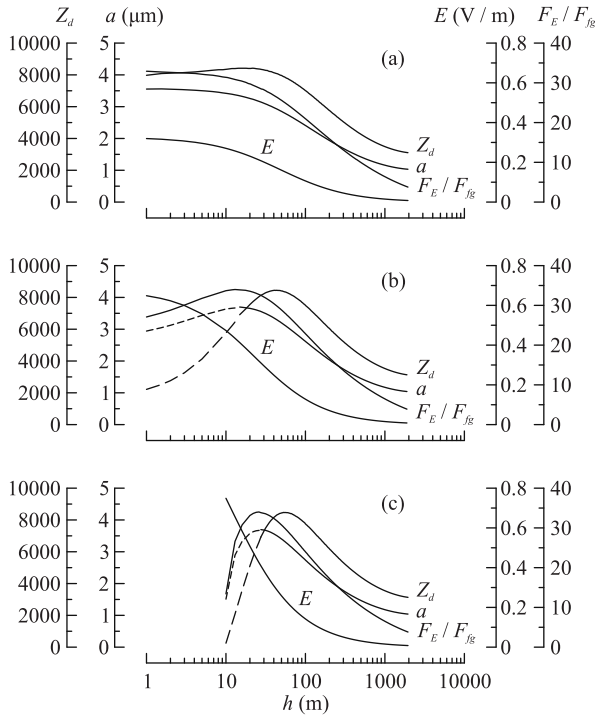


Рис. 4. Размеры a , зарядовые числа Z_d пылевых частиц, отношения электростатической и газодинамической сил F_E/F_{fg} , а также электрические поля E в зависимости от высоты h над поверхностью ядра кометы для углов $\theta = 87^\circ$ (а), 77° (б), 0° (в). Вычисления проведены для $L = 4$ а.е. Штриховыми кривыми отмечены неустойчивые состояния равновесия пылевых частиц

логично ситуации, типичной для окололунной пылевой плазмы [39, 42, 43]. Однако имеются и различия. Так, например, для пылевых частиц достаточно малого размера равновесных состояний не существует вовсе. При $L \leq 3$ а.е. электростатической силой F_E можно пренебречь по сравнению с газодинамической силой F_{fg} , и равновесные состояния пылевых частиц можно определять, исходя из формулы $F_{fg} \approx m_d g_0$. С увеличением расстояния между кометой и Солнцем, а также с уменьшением размера пылевой частицы, действие на частицу вблизи ядра кометы электростатической силы F_E усиливается по сравнению с действием газодинамической силы F_{fg} . Так, при $L = 4$ а.е. отношение F_E/F_{fg} составляет $10^2 - 10^3$. Силы F_E и F_{fg} сравниваются при $L \approx (2.5 - 3.5)$ а.е.

5. Заключение. Итак, плазменно-пылевые процессы в физике комет могут иметь существенные проявления в ситуациях, когда комета находится достаточно далеко от Солнца. Для кометы, характеризуемой параметрами ядра, близкими к параметрам ядра кометы Галлея, пылевая плазма в окрестности ядра кометы формируется за счет электростатиче-

ских взаимодействий, т.е. аналогично формированию пылевой плазмы вблизи других безатмосферных тел (таких, например, как Луна, спутники Марса, астероиды), если расстояние от кометы до Солнца не меньше $\sim (2.5 - 3.5)$ а.е. Если же комета находится на более близких расстояниях от Солнца, то динамику пылевых частиц определяет газовый поток от ядра кометы.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 24-12-00064, <https://rscf.ru/project/24-12-00064/>

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. I. Mann, A. Krivov, and H. Kimura, *Icarus* **146**(2), 568 (2000).
2. N. Divine, H. Fechtig, T.I. Gombosi, M.S. Hanner, H. Keller, S. Larson, D. Mendis, R. Newburn, R. Reinhard, Z. Sekanina, and D. Yeomans, *Space Sci. Rev.* **43**(1), 1 (1986).
3. *Interplanetary dust*, ed. by E. Grün, B. A. S. Gustafson, S. Dermott, and H. Fechtig, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y. (2001).
4. J. E. P. Matzel, H. A. Ishii, D. Joswiak, I. D. Hutcheon, J. P. Bradley, D. Brownlee, P. K. Weber, N. Teslich, G. Matrajt, K. D. McKeegan, and G. J. MacPherson, *Science* **328**(5977), 483 (2010).
5. S. I. Popel and A. A. Gisko, *Nonlinear Process. Geophys.* **13**, 223 (2006).
6. S. I. Popel, M. Y. Yu, and V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **3**, 4313 (1996).
7. V. N. Tsytovich, *Australian J. Phys.* **51**, 763 (1998).
8. С. И. Попель, А. П. Голубь, Т. В. Лосева, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 396 (2001).
9. S. Benkadda and V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **2**, 2970 (1995).
10. С. И. Попель, А. П. Голубь, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 629 (2022).
11. А. П. Голубь, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Ю. Н. Извекова, С. И. Копнин, С. И. Попель, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 198 (2012).
12. S. I. Popel, L. M. Zelenyi, A. P. Golub', and A. Yu. Dubinskii, *Planet. Space Sci.* **156**, 71 (2018).
13. А. П. Голубь, С. И. Попель, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 440 (2021).
14. A. V. Zakharov, S. I. Popel, I. A. Kuznetsov, N. D. Borisov, E. V. Rosenfeld, Yu. Skorov, and L. M. Zelenyi, *Phys. Plasmas* **29**, 110501 (2022).
15. Л. М. Зелёный, А. В. Захаров, С. И. Попель, И. А. Кузнецов, Е. В. Розенфельд, *УФН* **194**, 569 (2024).
16. V. Tenishev, M. R. Combi, and M. Rubin, *Astrophys. J.* **732**, 104 (2011).

17. T. A. Nordheim, G. H. Jones, J. S. Halekas, E. Roussos, and A. J. Coates, *Planet. Space Sci.* **119**, 24 (2015).
18. E. Vignen, A. I. Eriksson, F. L. Johansson, R. Marschall, M. Morooka, and M. Rubin, *Planet. Sci. J.* **2**, 156 (2021).
19. E. Vignen, A. I. Eriksson, and S. Bergman, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **513**, 536 (2022).
20. J. He, B. Cui, C. Dong et al. (Collaboration), *Astrophys. J.* **910**, 7 (2021).
21. J. Blum, B. Gundlach, M. Krause et al. (Collaboration), *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469**, S755 (2017).
22. F. Poulet, A. Lucchetti, J.-P. Bibring, J. Carter, B. Gondet, L. Jorda, Y. Langevin, C. Pilorget, C. Capanna, and G. Cremonese, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462**, S23 (2016).
23. M. S. Bentley, R. Schmied, Th. Mannel, K. Torkar, H. Jeszenszky, J. Romstedt, A.-C. Levasseur-Regourd, I. Weber, E. K. Jessberger, P. Ehrenfreund, Ch. Koeberl, and O. Havnes, *Nature* **537**, 73 (2016).
24. C. Güttler, T. Mannel, A. Rotundi et al. (Collaboration), *Astron. Astrophys.* **630**, A24 (2019).
25. K. A. Kretke and H. F. Levison, *Icarus* **262**, 9 (2015).
26. С. И. Попель, С. И. Копнин, А. П. Голубь, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Ю. Н. Извекова, *Астрономический вестник* **47**, 455 (2013).
27. E. Walbridge, *J. Geophys. Res.* **78**, 3668 (1973).
28. Б. А. Клумов, Г. Е. Морфилл, С. И. Попель, *ЖЭТФ* **127**, 171 (2005).
29. A. Schmitt-Ott, P. Schurtenberger, and H. C. Siegmann, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1284 (1980).
30. P. C. Chamberlin, T. N. Woods, and F. G. Eparvier, *Space Weather* **6**, S05001 (2008).
31. С. И. Попель, А. П. Голубь, Ю. Н. Извекова, В. В. Афонин, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, Е. А. Лисин, О. Ф. Петров, *Письма в ЖЭТФ* **99**, 131 (2014).
32. R. F. Willis, M. Anderegg, B. Feuerbacher, and B. Fitton, in *Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space*, ed. by R. J. L. Gward and D. Reidel, Dordrecht (1973), p. 389.
33. О. П. Стояновская, Ф. А. Окладников, Э. И. Воробьев, Я. Н. Павлюченков, В. В. Акимкин, *Астрономический журнал* **97**, 91 (2020).
34. T. V. Losseva, S. I. Popel, A. P. Golub', Yu. N. Izvekova, and P. K. Shukla, *Phys. Plasmas* **19**, 013703 (2012).
35. Е. К. Колесников, А. С. Мануйлов, *Астрономический журнал* **59**, 996 (1982).
36. R. J. L. Gward and J. K. E. Tunaley, *J. Geophys. Res.* **76**, 2498 (1971).
37. Е. К. Колесников, А. Б. Яковлев, *Астрономический вестник* **31**, 70 (1997).
38. H. L. F. Houppis and D. A. Mendis, *Astrophys. J.* **243**, 1088 (1981).
39. С. И. Попель, А. П. Голубь, *Письма в ЖЭТФ* **115**, 629 (2022).
40. S. I. Popel and L. M. Zelenyi, *Sol. Syst. Res.* **58**, 220 (2024).
41. M. M. Knight, R. Kokotanekova, and N. H. Samarasinha, arXiv:2304.09309 [astro-ph.EP]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2304.09309>.
42. J. E. Colwell, S. R. Robertson, M. Horányi, X. Wang, A. Poppe, and P. Wheeler, *J. Aerosp. Eng.* **22**, 2 (2009).
43. S. K. Mishra and A. Bhardwaj, *Astrophys. J.* **884**, 5 (2019).