

К вопросу об аномальной диссипации в плазме запыленной экзосферы Луны

С. И. Попель¹⁾, А. П. Голубь

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2022 г.

После переработки 14 апреля 2022 г.

Принята к публикации 14 апреля 2022 г.

Одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является аномальная диссипация, связанная с эффектом зарядки пылевых частиц, приводящая к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам. Рассматривается процесс аномальной диссипации в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме лунной экзосферы. Получено уравнение, описывающее колебания пылевой частицы над лунной поверхностью, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию. Проведено сравнение результатов, полученных в рамках разработанной аналитической модели динамики пылевых частиц и численных расчетов. Показано, что для пылевых частиц с размерами порядка 0.1 мкм, т.е. наиболее крупных частиц, поднимающихся над поверхностью Луны в результате электростатических процессов, аналитическая модель, описывающая процессы аномальной диссипации в пылевой плазме, позволяет получить вполне адекватные результаты. Тем самым, проведено доказательство важности процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Луны.

DOI: 10.31857/S1234567822100056, EDN: dyrwkg

Основными особенностями, отличающими пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы, является возможность самоорганизации, приводящей к формированию макроскопических структур таких, как плазменно-пылевой кристалл, плазменно-пылевые облака, капли и т.д. [1–4], и, кроме того, возникновение аномальной диссипации, приводящей к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам [5–8]. В природных условиях формирование плазменно-пылевых кристаллов, как правило, невозможно, и основное внимание следует уделять аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц. Именно такого рода аномальная диссипация ответственна за образование нового вида ударных волн, которые важны в физике комет, атмосфере Земли во время активных экспериментов, при описании первичной Земли и т.д. [9]. Эффекты, связанные с процессами зарядки пылевых частиц важны при описании модуляционной неустойчивости в пылевой плазме [5], при рассмотрении слабозатухающих солитонов [10]. Хорошо известно, что в пылевой плазме электроны и ионы поглощаются на поверхности пылевой частицы, поэтому, естественно, происходит

обмен энергией пылевой компоненты с плазмой. Однако, во всех перечисленных выше случаях, когда делаются утверждения об аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц, имеются проявления этого эффекта, характеризующие поведение пылевой плазмы. Схожая ситуация возникает в контексте описания динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере, когда аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над лунной поверхностью, о чем упоминалось в работе [11]. При этом подход, применяемый в [11] и использующий исключительно численные методы, не позволяет выделить в явном виде этот эффект и, соответственно, доказать утверждение о важности аномальной диссипации при формировании траекторий пылевых частиц. Целью настоящей работы является разработка аналитического описания движения пылевых частиц над лунной поверхностью, иллюстрирующего важность аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц, а также позволяющего проведение аналитических оценок, характеризующих свойства пылевой плазмы над лунной поверхностью. В работе будет использовано несколько упрощенное (по сравнению

¹⁾e-mail: popel@iki.rssi.ru

с работой [11]) описание, но позволяющее при этом получение качественных результатов, характеризующих движение заряженной пылевой частицы и свойства пылевой плазмы над Луной.

Важность и своевременность данного исследования связана с тем фактом, что одной из ключевых проблем физики пылевой плазмы в настоящее время является ее исследование в окрестностях Луны [12–18]. В 2013 году в Соединенных Штатах Америки была осуществлена миссия NASA LADEE (“Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer” – “Исследователь лунной атмосферы и пылевой среды”) [19, 20], в рамках которой лунная пыль изучалась посредством наблюдений с орбиты. У поверхности Луны пыль изучалась в рамках миссии Китайской Народной Республики Chang’E-3 [21]. В России готовятся лунные миссии “Луна-25”, “Луна-26”, “Луна-27” [18, 22] (причем запуск “Луны-25” планируется на июль 2022 г.), в задачи которых входят исследования свойств пыли и пылевой плазмы над лунной поверхностью и на орбите вокруг Луны. Проект Международной лунной исследовательской станции (International Lunar Research Station), в котором участвуют, в частности, китайские и российские ученые, также предполагает исследования лунной пыли. Соответственно проводятся и теоретические исследования, в рамках которых обычно в качестве пылевой компоненты над поверхностью Луны рассматривают частицы лунного реголита [23], поднятые либо в результате электростатических процессов, либо вследствие ударов метеороидов [18]. И те, и другие пылевые частицы вносят вклад в “запыленную” экзосферу Луны. Наиболее “мощная” плазменно-пылевая экзосфера сосредоточена над обращенной к Солнцу стороной Луны, которая находится под действием солнечного излучения. В ней важную роль приобретает фотоэффект, за счет которого освещенная солнечным светом поверхность Луны приобретает положительный заряд [24]. В результате пылевая плазма над освещенной стороной Луны содержит левитирующие пылевые частицы, фотоэлектроны, поступающие в экзосферу в результате фотоэмиссии с лунной поверхности и с поверхностей левитирующих пылевых частиц. Определенную роль при формировании пылевой плазмы могут также играть электроны и ионы солнечного ветра.

Рассмотрим ситуацию, когда Луна не находится в хвосте магнитосферы Земли, что соответствует примерно трем четвертям движения Луны вдоль ее орбиты. В этом случае влияние магнитного поля на движение пылевых частиц учитываться не должно. Приповерхностная пылевая плазма у Луны довольно

разрежена [18, 25], поэтому влиянием соседних пылевых частиц друг на друга можно пренебречь. Таким образом, динамика заряженной пылевой частицы над поверхностью Луны определяется уравнением, описывающим второй закон Ньютона, в котором учтены электростатическая сила и сила тяжести:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + m_d \mathbf{g}_0. \quad (1)$$

Здесь m_d – масса пылевой частицы, \mathbf{r}_d – ее радиус-вектор, t – время, \mathbf{E} – электрическое поле, q_d – заряд пылевой частицы, \mathbf{g}_0 – ускорение свободного падения вблизи лунной поверхности. При этом плазма, окружающая пылевую частицу, влияет на параметры, содержащиеся в правой части уравнения (1), и прежде всего на заряд пылевой частицы. Уравнение, описывающее ее зарядку, имеет вид:

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (2)$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ – микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу, $I_{ph}(q_d)$ – фототок электронов с пылевой частицы, обусловленный взаимодействием ее поверхности с солнечным излучением, $I_{e,ph}(q_d)$ – ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее. Выражения для указанных токов имеют вид:

$$I_e \approx -\pi a^2 e n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}}\right), \quad (3)$$

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

$$\begin{aligned} I_{ph} &\approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \times \\ &\times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (5) \end{aligned}$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right). \quad (6)$$

Здесь a – размер пылевой частицы, Z_d – ее зарядовое число ($q_d = Z_d e$), e – элементарный заряд, $n_{e(i)S}$ – концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, $T_{e(i)S}$ – температура электронов (ионов) солнечного ветра, $m_{e(i)}$ – масса электрона (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, $T_{e,ph}$ – температура фотоэлектронов, N_0 – концентрация фотоэлектронов у поверхности Луны на экваторе, а $n_{e,ph}$ – концентрация фотоэлектронов в зависимости от высоты над лунной поверхностью для данной лунной широты. Выражения (3)–(6) справедливы для случая положительных зарядов пылевых частиц. Выражение (5) для тока I_{ph} не содержит множителя, содержащего характеристики спектров излучения, что оказывается возможным в ситуации, когда поверхности пылевых частиц и поверхность Луны имеют одинаковую работу выхода фотоэлектронов W . В этой ситуации указанный множитель удастся выразить через значение N_0 . Система уравнений (1)–(6) впервые использовалась для изучения пылевой плазмы над освещенной частью Луны в работе [15]. Выражения для токов электронов и ионов в этой системе уравнений получены в рамках вычислений, основанных на методах зондовой модели (orbital motion limited (OML) model) [26, 27].

При решении уравнений (1)–(2) необходимо учитывать следующее выражение для вертикальной компоненты электрического поля E , формируемого заряженной поверхностью Луны, в зависимости от высоты h над ее поверхностью:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta / 2}}{\lambda_D + h \sqrt{\cos \theta / 2}}, \quad (7)$$

где $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph} / 4\pi N_0 e^2}$ – дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Луны, θ – угол между местной нормалью и направлением на Солнце. Отметим, что угол θ для гладкой лунной поверхности (без холмов и впадин) примерно равен лунной широте. Это вызвано тем, что угол, образованный осью Луны и плоскостью эклиптики, составляет всего 1.5424° .

Выражение (7) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (7) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Луны, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (7), получено в работах [28, 29].

Аномальную диссипацию в пылевой плазме характеризует так называемая частота зарядки пылевых частиц, определяемая из соотношения:

$$\frac{d\delta q_d}{dt} \approx \left. \frac{\partial(I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \right|_{q_d=q_{d0}} \times \delta q_d \equiv -\nu_q \delta q_d, \quad (8)$$

где q_{d0} – равновесный заряд пылевой частицы, являющийся решением уравнения $I_e(q_{d0}) + I_i(q_{d0}) - I_{ph}(q_{d0}) + I_{e,ph}(q_{d0}) = 0$, $\delta q_d = q_d - q_{d0}$. Фактически, частота ν_q определяет время релаксации зарядов к равновесным значениям при малых отклонениях от равновесных значений.

Используя выражения (3)–(6), находим

$$\nu_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{T_{e,ph}}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0} e^2}{aT_{e,ph}} \right) \exp\left(-\frac{Z_{d0} e^2}{aT_{e,ph}}\right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{av_{T_{eS}}}{\lambda_{DeS}^2}, \quad (9)$$

где $v_{T_{e,ph}} = \sqrt{T_{e,ph} / m_e}$, $v_{T_{eS}} = \sqrt{T_{eS} / m_e}$, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS} / 4\pi n_{eS} e^2}$. Для того, чтобы не слишком усложнять выражение для ν_q , при выводе (9) пренебрегали током ионов солнечного ветра (4), что оказывается возможным, поскольку для условий пылевой плазмы над поверхностью Луны данный ток, как правило, наименьший по абсолютной величине среди токов (3)–(6).

С помощью уравнения (8) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-\nu_q(a)t). \quad (10)$$

Подставляя это соотношение в (1), получаем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_{d0}(a) E(h) - m_d g_0 + \delta q_{d0}(a) E(h) \exp(-\nu_q(a)t). \quad (11)$$

Введем равновесное значение высоты h_0 , соответствующее уравнению $q_{d0}(a) E(h_0) - m_d g_0 = 0$, а также отклонение высоты от этого значения $\delta h = h - h_0$. Рассмотрим малые значения δh ($|\delta h| \ll h_0$) и значения δq_{d0} , удовлетворяющие следующим неравенствам:

$$1 \gg |\delta q_{d0} / q_{d0}| \gg |\delta h \sqrt{\cos \theta / 2} / \lambda_D|. \quad (12)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-\nu_q(a)t). \quad (13)$$

Следствием соотношения (13) является:

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-\nu_q(a)t)}{m_d \nu_q(a)}. \quad (14)$$

Комбинируя (11) и (14), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2\delta h}{dt^2} + \nu_q(a)\frac{d\delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a)}{m_d} \left. \frac{\partial E(h)}{\partial h} \right|_{h=h_0} \delta h. \quad (15)$$

Используя выражение (7) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2\delta h}{dt^2} + \nu_q(a)\frac{d\delta h}{dt} + \omega_0^2\delta h = 0, \quad (16)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0}T_{e,ph} \cos \theta}{m_d(\lambda_D + h_0\sqrt{\cos \theta/2})^2}, \quad (17)$$

где $Z_{d0} = q_{d0}/e$ – равновесное зарядовое число пылевой частицы.

Уравнение (16) является уравнением, описывающим затухающие колебания пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид:

$$h = h_0(1 - \exp(-\nu_q(a)t/2) \cos(\omega t)), \quad (18)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)\nu_q^2}$. Из (16) и (9) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

В проводимых ниже вычислениях используются значения $T_{eS} = 12$ эВ, $T_{iS} = 6$ эВ, $n_{eS} = n_{iS} = 8.7 \text{ см}^{-3}$, $u_i = 468$ км/с, характеризующие солнечный ветер, а также величины N_0 и $T_{e,ph}$, рассчитанные [30] для условий приповерхностного слоя освещенной части Луны при солнечной активности, соответствующей солнечному максимуму: $N_0 = 290 \text{ см}^{-3}$, $T_{e,ph} = 1.9$ эВ. На рисунке 1 представлены зависимости, характеризующие траекторию движения пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы уравнений (1)–(2) (а) и уравнения (16) (б). Размер 0.105 мкм выбран в связи с тем, что этот размер близок к максимальному размеру пылевых частиц, которые могут подниматься над освещенной частью поверхности Луны за счет электростатических процессов в рассматриваемых условиях (так, например частицы с размерами, большими или равными 0.106 мкм, в этих условиях уже не могут подниматься за счет электростатических процессов над поверхностью Луны). Именно поднимающиеся частицы с максимально возможными размерами важны с точки зрения будущих наблюдений на спускаемых аппаратах миссий “Луны-25” и “Луны-27”.

Период колебаний на рис. 1а составляет 26.8 с, тогда как на рис. 1б – 11.3 с. Видно, что упрощенный

аналитический подход, приведенный в данной работе, позволяет качественно описать траекторию движения пылевой частицы. При этом в рамках указанного аналитического подхода удастся наглядно продемонстрировать природу затухания осцилляций пылевой частицы, связанную с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц.

Характерное время t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы можно определить как время, начиная с которого все последующие колебания зависимости $h_d(t)$ имеют максимальные значения высоты подъема пылевой частицы над поверхностью Луны, меньшие величины h^* , определяемой из соотношения:

$$\ln \left(\frac{h_{d,\max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (19)$$

где $h_{d,\max}$ – максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. На рисунке 2 приведено сравнение зависимости от радиуса пылевой частицы времени t_{d0} затухания колебаний пылевой частицы, вычисленной на основе решения системы уравнений (1)–(2), и величины $2/\nu_q$, фактически соответствующей этому же времени, но в рамках уравнения (16). Из рисунка 2 видно, что кривая $2/\nu_q(a)$ смещена влево относительно кривой $t_{d0}(a)$. Данный факт обусловлен тем, что предложенный аналитический подход справедлив лишь при достаточно больших значениях размера частиц a . Действительно, данный подход предполагает достаточно большие значения вариации зарядов пылевых частиц δq_{d0} (см. (12)). Заметные вариации зарядов частиц возможны лишь на не очень больших высотах, когда существенный вклад в правую часть уравнения (2) вносит слагаемое $I_{e,ph}(q_d)$, представляющее собой ток фотоэлектронов, окружающих пылевую частицу, на нее. На рисунке 3 представлена зависимость от радиуса пылевой частицы отношения тока электронов солнечного ветра $I_e(q_d)$ к току $I_{e,ph}(q_d)$, вычисленному для равновесных зарядов пылевых частиц. Видно, что вклад тока фотоэлектронов существенен лишь при достаточно больших значениях a . С уменьшением размера пылевой частицы влияние фотоэлектронов от поверхности Луны уменьшается, и ее заряд определяется, в основном, током электронов солнечного ветра $I_e(q_d)$ и фототоком $I_{ph}(q_d)$ электронов с пылевой частицы, обусловленным взаимодействием поверхности пылевой частицы с солнечным излучением. При этом заряд пылевой частицы при ее движении практически не меняется. В этом случае уравнение, являющееся следствием (1) и описывающее малые колебания пылевой частицы, имеет вид:

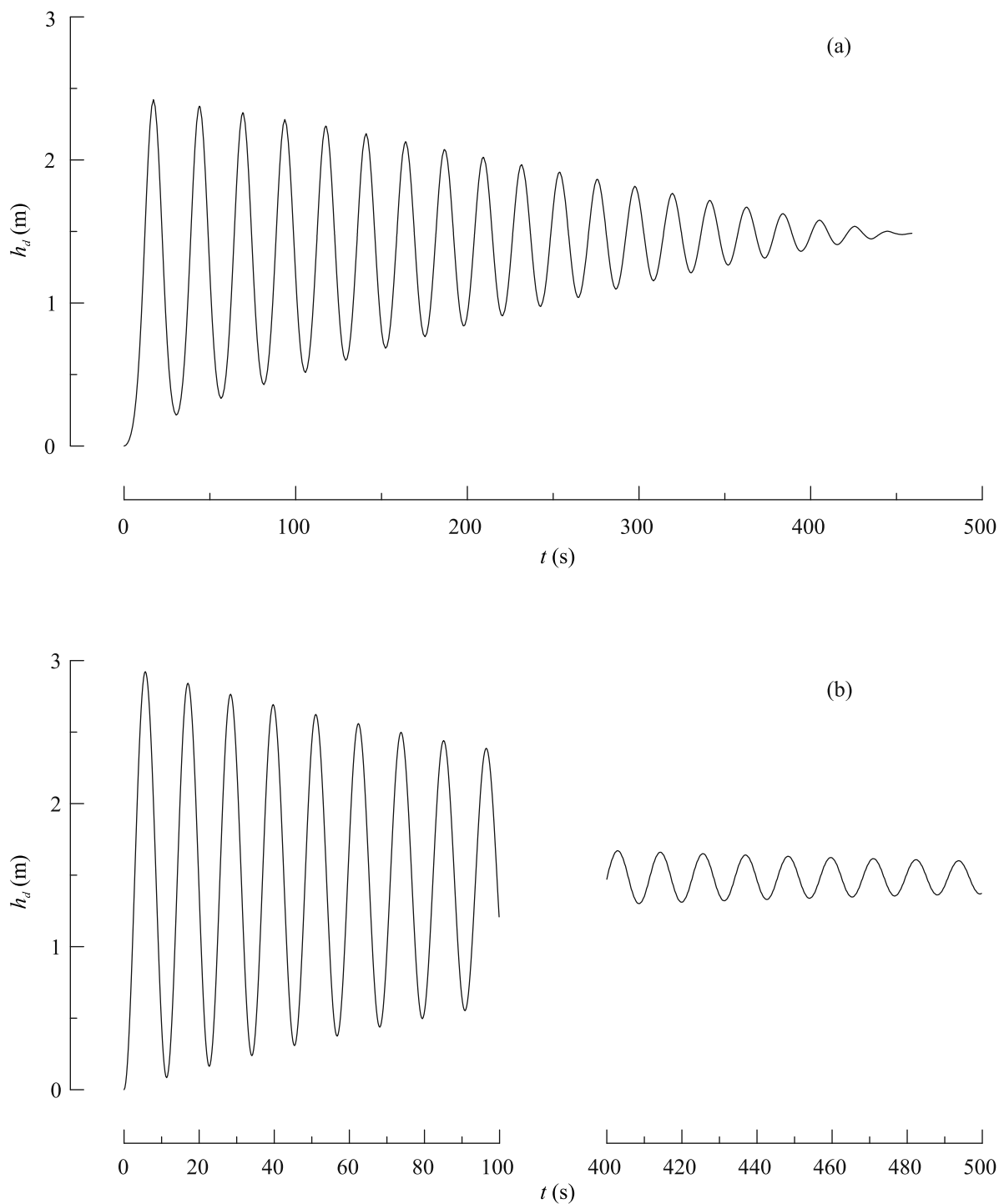


Рис. 1. Зависимости высоты пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом от времени $h_d(t)$, характеризующие траекторию ее движения при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы уравнений (1)–(2) (а) и уравнения (16) (б)

$$\frac{d^2\delta h}{dt^2} + \omega_0^2\delta h = 0, \quad (20)$$

а само движение пылевой частицы представляет собой незатухающие осцилляции. Зависимость $t_{a0}(a)$,

вычисленная на основе решения системы уравнений (1)–(2) и приведенная на рис. 2, указывает на то, что эффект затухания осцилляций пылевой частицы перестает сказываться при $a < 0.06–0.07$ мкм, что

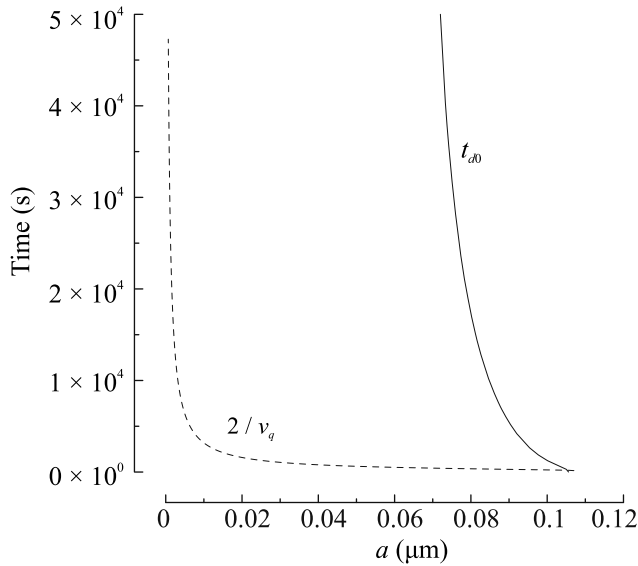


Рис. 2. Зависимости от радиуса a пылевой частицы времени t_{d0} и величины $2/\nu_q$

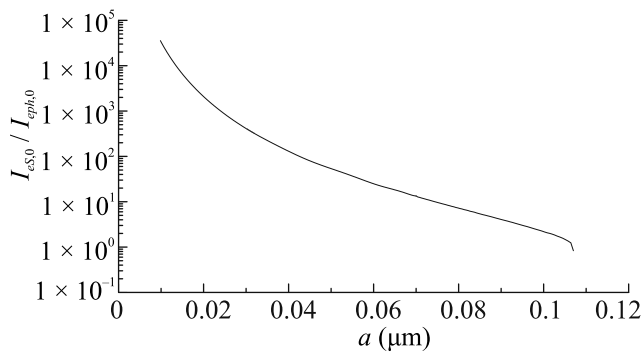


Рис. 3. Зависимость от радиуса a пылевой частицы отношения тока электронов солнечного ветра $I_e(q_d)$ к току фотоэлектронов от поверхности Луны $I_{e,ph}(q_d)$, вычисленному для равновесных зарядов пылевых частиц

соответствует ситуации, когда ток фотоэлектронов от лунной поверхности становится меньше примерно одной десятой тока электронов солнечного ветра (см. рис. 3). Таким образом, с помощью уравнения (16) возможно качественное описание осцилляций пылевых частиц, имеющих достаточно крупные размеры ($a \sim 0.1$ мкм). Отметим, что в этой области размеров a величины t_{d0} и $2/\nu_q$ достаточно близки. И именно частицы таких размеров подвержены осцилляциям, природа которых связана с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц.

Отметим, что приведенный подход в ряде случаев оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над лунной поверхностью. Так, например, проводятся дискуссии о воз-

можности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания окололунной пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами (см., например, [11, 31, 32]), или же проявления динамических эффектов (например, осцилляций) существенны. Поскольку здесь рассматривается формирование пылевой плазмы над освещенной частью Луны, приведенный здесь подход позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над Луной левитирующими:

$$2/\nu_q(a) \ll T_M, \quad (21)$$

где $T_M \sim 10^6$ с – половина синодического месяца, т.е. около 14 земных суток и 18 ч. Время T_M характеризует продолжительность светлого времени суток на Луне. Условие (21) означает, что осцилляции частицы успевают затухнуть гораздо быстрее, чем закончится лунный день, т.е. можно рассматривать пылевую частицу, левитирующей большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью Луны. В рассматриваемых условиях неравенство (21) выполнено для размеров частиц $\sim 0.001 \leq a \leq 0.105$ мкм, т.е. подавляющее число пылевых частиц над лунной поверхностью становятся левитирующими за время лунных суток. Согласно численным вычислениям с помощью более точной модели (1)–(2) количество таких частиц составляет около 83 % [11].

Итак, рассмотрен процесс аномальной диссипации в пылевой плазме, связанный с эффектом зарядки пылевых частиц, в контексте описания динамики пылевых частиц в лунной экзосфере. Получено уравнение, описывающее колебания пылевой частицы над лунной поверхностью, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию. Проведено сравнение результатов, полученных в рамках разработанной аналитической модели динамики пылевых частиц и численных расчетов. Показано, что для пылевых частиц с размерами порядка 0.1 мкм, т.е. наиболее крупных (и важных) частиц, поднимающихся над поверхностью Луны в результате электростатических процессов [11, 18, 25], аналитическая модель, описывающая процессы аномальной диссипации в пылевой плазме, позволяет получить вполне адекватные результаты. Тем самым, проведено доказательство важности процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Луны. Методика, развитая в настоящей работе, полезна для

анализа плазменно-пылевых систем в окрестностях других безатмосферных тел Солнечной системы таких, как спутники Марса (см., например, [33]), Меркурий, кометы и т.д.

1. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
2. В. Е. Форгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, В. И. Мологков, О. Ф. Петров, УФН **174**, 495 (2004).
3. V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, S. V. Vladimirov, and H. M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas*, Springer, Berlin (2008).
4. В. Е. Форгов, Ю. М. Батурин, Г. О. Морфилл, О. Ф. Петров, *Плазменный кристалл, Космические эксперименты*, Физматлит, М. (2015).
5. S. Benkadda and V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **2**, 2970 (1995).
6. S. I. Popel, M. Y. Yu, and V. N. Tsytovich, *Phys. Plasmas* **3**, 4313 (1996).
7. V. N. Tsytovich, *Aust. J. Phys.* **51**, 763 (1998).
8. С. И. Попель, А. П. Голубь, Т. В. Лосева, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 396 (2001).
9. S. I. Popel and A. A. Gisko, *Nonlinear Process. Geophys.* **13**, 223 (2006).
10. S. I. Popel, A. P. Golub', T. V. Losseva, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak, and G. Morfill, *Phys. Rev. E* **67**, 056402 (2003).
11. S. I. Popel, A. P. Golub', A. I. Kassem, and L. M. Zelenyi, *Phys. Plasmas* **29**, 013701 (2022).
12. T. J. Stubbs, R. R. Vondrak, and W. M. Farrell, *Adv. Space Res.* **37**, 59 (2006).
13. Z. Sternovsky, P. Chamberlin, M. Horányi, S. Robertson, and X. Wang, *J. Geophys. Res.* **113**, A10104 (2008).
14. T. J. Stubbs, D. A. Glenar, W. M. Farrell, R. R. Vondrak, M. R. Collier, J. S. Halekas, and G. T. Delory, *Planet. Space. Sci.* **59**, 1659 (2011).
15. 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).
16. Е. А. Лисин, В. П. Тараканов, О. Ф. Петров, С. И. Попель, Г. Г. Дольников, А. В. Захаров, Л. М. Зеленый, В. Е. Форгов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 755 (2013).
17. Т. М. Буринская, *Физика плазмы* **40**, 17 (2014).
18. S. I. Popel, A. P. Golub', L. M. Zelenyi, and A. Yu. Dubinskii, *Planet. Space Sci.* **156**, 71 (2018).
19. M. Horányi, Z. Sternovsky, M. Lankton, C. Dumont, S. Gagnard, D. Gathright, E. Grün, D. Hansen, D. James, S. Kempf, B. Lamprecht, R. Srama, J. R. Szalay, and G. Wright, *Space Sci. Rev.* **185**, 93 (2014).
20. M. Horányi, J. R. Szalay, S. Kempf, J. Schmidt, E. Grün, R. Srama, and Z. Sternovsky, *Nature* **522**, 324 (2015).
21. D. Li, Y. Wang, H. Zhang et al. (Collaboration), *Geophys. Res. Lett.* **47**, e2020GL089433 (2020).
22. I. A. Kuznetsov, S. L. G. Hess, A. V. Zakharov, F. Cipriani, E. Seran, S. I. Popel, E. A. Lisin, O. F. Petrov, G. G. Dolnikov, A. N. Lyash, and S. I. Kopnin, *Planet. Space Sci.* **156**, 62 (2018).
23. J. E. Colwell, S. Batiste, M. Horányi, S. Robertson, and S. Sture, *Rev. Geophys.* **45**, RG2006 (2007).
24. E. Walbridge, *J. Geophys. Res.* **78**, 3668 (1973).
25. 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).
26. F. F. Chen, in *Plasma Diagnostic Techniques*, ed. by R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Academic, N.Y. (1965), ch. 4.
27. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
28. R. J. L. Grard and J. K. E. Tunaley, *J. Geophys. Res.* **76**, 2498 (1971).
29. Е. К. Колесников, А. С. Мануйлов, *Астрономический журнал* **59**, 996 (1982).
30. 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).
31. J. E. Colwell, S. R. Robertson, M. Horányi, X. Wang, A. Poppe, and P. Wheeler, *J. Aerosp. Eng.* **22**, 2 (2009).
32. S. K. Mishra and A. Bhardwaj, *Astrophys. J.* **884**, 5 (2019).
33. А. П. Голубь, С. И. Попель, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 440 (2021).