

УДК 533.951

К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОЙ ДИССИПАЦИИ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ МЕРКУРИЯ

© 2024 г. С. И. Попель*, Ю. Н. Извекова, А. П. Голубь

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

** e-mail: popel@iki.rssi.ru*

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.

После доработки 30.11.2023 г.

Принята к публикации 01.12.2023 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 экзосферы Меркурия. Представлено аналитическое описание колебаний пылевой частицы над поверхностью Меркурия, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию. Показано, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием. Приведены результаты численных расчетов, подтверждающие возможность применения данной модели.

Ключевые слова: пылевая плазма, Меркурий, экзосфера, аномальная диссипация, левитирующая пылевая частица

DOI: 10.31857/S0367292124020065, **EDN:** SBXXYS

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, происходящие в пылевой плазме, в настоящее время исследуются весьма интенсивно, на что, в частности, указывает количество книг [1–6] и обзоров (см., например, работы [7–19]), опубликованных по этой теме. 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. [4, 6, 7, 15], и, кроме того, возникновение аномальной диссипации [20], приводящей к новым физическим явлениям, эффектам и механизмам [9, 21–23].

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. [24].

Эффекты, связанные с процессами зарядки пылевых частиц важны при описании модуляционной

неустойчивости в пылевой плазме [21], при рассмотрении слабозатухающих солитонов [25]. 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 работах [26–28].

В настоящей работе аномальная диссипация рассматривается для случая пылевой плазмы экзосферы Меркурия.

Важность и своевременность данного исследования связана с тем фактом, что одной из ключевых проблем физики пылевой плазмы в настоящее время является ее исследование в Солнечной системе [29]. Причем особенный интерес представляют те объекты

Солнечной системы, которые изучаются или будут изучаться с помощью космических аппаратов.

В 2018 г. к Меркурию был отправлен космический аппарат европейской миссии VeriColombo [30], который должен долететь до планеты к 2025 г. Кроме того, обсуждается запуск в 2030-х гг. российского космического зонда “Меркурий-П”, который должен совершить мягкую посадку на поверхность планеты. Обе эти миссии будут исследовать запыленную экзосферу Меркурия. Исследования плазменно-пылевой среды в окрестностях Меркурия только начаты [31–33].

Хотя формально Меркурий считается безатмосферным телом, у него, как и у других безатмосферных тел, имеется экзосфера [34], возможно, содержащая заряженные пылевые частицы. Как и Луна, Меркурий — космическое тело, характеризующееся довольно большими значениями силы тяжести. Это позволяет рассматривать пылевую плазму вблизи поверхности Меркурия по аналогии с ситуацией вблизи Луны [31].

Подобно Луне, пылевая плазма над освещенной Солнцем поверхностью Меркурия состоит, в частности, из фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также заряженных пылевых частиц. Однако существуют следующие качественные различия между плазменно-пылевыми системами Меркурия и Луны, связанные с тем, что Меркурий имеет магнитосферу, а его орбита характеризуется высокими значениями эксцентриситета.

1. Воздействие магнитных полей может влиять на перенос пылевых частиц и, соответственно, расширение области существования пылевой плазмы над поверхностью Меркурия за счет влияния переноса пылевых частиц, но не столь значительно, как на Луне.

2. Из-за наличия у Меркурия магнитосферы солнечный ветер важен для образования пылевой плазмы на Меркурии только в окрестностях областей магнитных полюсов. В других районах Меркурия, в отличие от ситуации на Луне, солнечный ветер не оказывает существенного влияния на свойства пылевой плазмы. Параметры пылевой плазмы над Меркурием различны в ситуациях афелия и перигелия его орбиты.

Таким образом, рассмотрим аномальную диссипацию, связанную с процессами зарядки пылевых частиц в экзосфере Меркурия, по аналогии с ситуацией в околосолнечной пылевой плазме [27], но с учетом особенностей запыленной экзосферы Меркурия.

В разд. 2 представлено аналитическое описание динамики пылевой частицы над поверхностью Меркурия, и получено уравнение затухающих колебаний пылевой частицы, включающее слагаемое, характеризующее аномальную диссипацию в пылевой плазме.

В разд. 3 приведены результаты численных расчетов, показывающих, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием.

В разд. 4 суммируются результаты, описанные в данной работе.

2. УРАВНЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ

Для описания поведения заряженной пыли над поверхностью Меркурия используем модель [31], являющуюся обобщением самосогласованной электростатической модели пылевой плазмы у Луны, представленной в [35] и получившей дальнейшее развитие в [26]. Однако необходимо при этом учесть важную особенность Меркурия по сравнению с Луной, которая влияет на свойства плазменно-пылевой системы, а именно существование у Меркурия магнитосферы.

Параметры солнечного ветра в окрестностях Меркурия различны в афелии и перигелии его орбиты. В табл. 1 представлены характерные параметры солнечного ветра вблизи Меркурия [36, 37], а именно $n_{e(i)S}$ концентрация электронов (ионов) солнечного ветра, температура $T_{e(i)S}$ электронов (ионов) солнечного ветра, а также скорость солнечного ветра u_s . Характерные значения магнитного поля в магнитосфере Меркурия составляют [38] $|B_M| \sim 10^{-3}$ Гс.

Эти данные позволяют провести оценку ларморовских радиусов электронов r_{LeS} и ионов r_{LiS} солнечного ветра в магнитосфере Меркурия. Находим: $r_{LeS} \sim 0.1$ км, $r_{LiS} \sim 10$ км. Это означает: если рассматривается пылевая плазма в точке, расположенной не очень близко к магнитным полюсам Меркурия, то частицы солнечного ветра не достигают его поверхности, и в этом случае не нужно учитывать солнечный ветер в расчетах при рассмотрении пылевой плазмы на небольших высотах.

Таким образом, модель, описывающая пылевую плазму над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, включает в себя следующие уравнения:

$$m_d \frac{d^2 \mathbf{r}_d}{dt^2} = q_d \mathbf{E} + \frac{q_d}{c} \mathbf{v}_d \times \mathbf{B} + m_d \mathbf{g}_0, \quad (1)$$

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

где m_d — масса пылевой частицы; \mathbf{r}_d — радиус-вектор пылевой частицы, q_d — заряд пылевой

частицы, E — электрическое поле, c — скорость света; v_d — скорость частицы, B — магнитное поле у поверхности Меркурия, g_0 — ускорение свободного падения вблизи поверхности Меркурия, $I_{ph}(q_d)$ — ток фотоэлектронов, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью, $I_{e,ph}(q_d)$ — микроскопический ток на пылевую частицу фоновых фотоэлектронов (окружающих пылевую частицу),

$$I_{ph} \approx -\pi a^2 e N_0 \sqrt{\frac{T_{e,ph}}{2\pi m_e}} \times \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (3)$$

$$I_{e,ph} \approx -\pi a^2 e n_{e,ph} \sqrt{\frac{8T_{e,ph}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (4)$$

a — размер пылевой частицы, e — элементарный заряд, N_0 — концентрация фотоэлектронов у поверхности Меркурия в точке, соответствующей углу θ между местной нормалью и направлением на Солнце, равному нулю; m_e — масса электрона, Z_d — зарядовое число частицы, $T_{e,ph}$ — температура фотоэлектронов, $n_{e,ph}$ — концентрация фотоэлектронов в точке нахождения пылевой частицы.

Выражения (3), (4) справедливы для положительных зарядов частиц пыли. Выражение (3) получено [35] в предположении, что поверхность Меркурия и поверхности пылевых частиц имеют одинаковую работу выхода. Это позволяет провести формальную замену части выражения для тока фотоэлектронов, эмитируемых пылевой частицей вследствие взаимодействия солнечного излучения с ее поверхностью, включающей работу выхода и квантовый выход, на множитель N_0 (без добавления функции, зависящей от угла θ). При этом значения зарядового числа Z_d , входящего в формулу (3), зависят от θ , и, таким образом, значения тока фотоэлектронов в итоге зависят от значения угла между местной нормалью и направлением на Солнце.

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

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos\theta / 2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos\theta / 2}}, \quad (5)$$

где $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph} / 4\pi N_0 e^2}$ — дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Меркурия.

Выражение (5) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (5) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Меркурия, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (5), получено в работах [39, 40].

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

$$\frac{d\delta q_d}{dt} \approx \frac{\partial(-I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \Bigg|_{q_d=q_{d0}} \delta q_d \equiv -v_q \delta q_d, \quad (6)$$

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

Используя выражения (3), (4), находим

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0} e^2}{a T_{e,ph}}\right) \exp\left(-\frac{Z_{d0} e^2}{a T_{e,ph}}\right), \quad (7)$$

где $v_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph} / m_e}$.

С помощью уравнения (6) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-v_q(a)t). \quad (8)$$

Как уже отмечалось, магнитное поле вблизи поверхности Меркурия примерно равно 3×10^{-3} Гс [38]. Для таких магнитных полей слагаемым в правой части уравнения (1), содержащим магнитное поле, можно пренебречь по сравнению с другими слагаемыми в правой части этого уравнения. Тогда, подставляя соотношение (8) в выражение (1), можно получить

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_{d0}(a) E(h) - m_d g_0 + \delta q_{d0}(a) E(h) \exp(-v_q(a)t). \quad (9)$$

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:

$$1 \gg |\delta q_{d0} / q_{d0}| \gg \left| \delta h \sqrt{\cos \theta} / 2 / \lambda_D \right|. \quad (10)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t). \quad (11)$$

Следствием соотношения (11) является

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a) E(h_0) \exp(-v_q(a)t)}{m_d v_q(a)}. \quad (12)$$

Комбинируя (9) и (12), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d \delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a) \partial E(h)}{m_d \partial h} \Big|_{h=h_0} \delta h. \quad (13)$$

Используя выражение (5) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d \delta h}{dt} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (14)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0} T_{e,ph} \cos \theta}{m_d (\lambda_D + h_0 \sqrt{\cos \theta} / 2)^2}. \quad (15)$$

Здесь $Z_{d0} = q_{d0} / e$ — равновесное зарядовое число пылевой частицы.

Уравнение (14) является уравнением затухающих колебаний пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид

$$h = h_0 (1 - \exp(-v_q(a)t / 2) \cos(\omega t)), \quad (16)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)v_q^2}$. Из выражений (7) и (14) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

Мы рассматривали случай пылевой плазмы над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, когда в расчетах не следует учитывать солнечный ветер. Однако в окрестностях магнитных полюсов частицы солнечного ветра достигают поверхности Меркурия [31].

Таким образом, для описания пылевой плазмы в областях, расположенных вблизи магнитных полюсов, в дополнение к фототоку (3) и току фоновых

фотоэлектронов (4) необходимо учитывать микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу. Исходные уравнения, описывающие динамику пылевой частицы в этом случае, — (1) и (17):

$$\frac{dq_d}{dt} = I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d), \quad (17)$$

где $I_e(q_d)$ и $I_i(q_d)$ — микроскопические токи электронов и ионов солнечного ветра на пылевую частицу. Выражения для указанных токов имеют вид (ср. [27])

$$I_e \approx -\pi a^2 n_{eS} \sqrt{\frac{8T_{eS}}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{Z_d e^2}{a T_{eS}} \right), \quad (18)$$

$$\begin{aligned} I_i \approx & \pi a^2 n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{2\pi m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \times \\ & \times \left[\frac{u_i + u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i - u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{u_i - u_0}{u_{Ti}} \exp\left(-\frac{(u_i + u_0)^2}{2u_{Ti}^2}\right) \right] + \\ & + \pi a^2 n_{iS} \sqrt{\frac{T_{iS}}{4m_i}} \frac{u_{Ti}}{u_i} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{u_i + u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{u_i - u_0}{\sqrt{2}u_{Ti}}\right) \right] \times \\ & \times \left[1 + \frac{2Z_d e^2}{a T_{iS}} + \frac{u_i^2}{u_{Ti}^2} \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

Здесь 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.

Из уравнений (1), (17), используя подход, приведенный ранее в данном разделе, удается получить уравнения затухающих колебаний пылевой частицы (14), (15), однако со значением частоты, отличающимся от бытующего в выражении (7).

В ситуации областей, расположенных вблизи магнитных полюсов, частота v_q определяется из соотношения

$$\begin{aligned} \frac{d\delta q_d}{dt} & \approx \\ & \approx \frac{\partial (I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \Big|_{q_d=q_{d0}} \delta q_d \equiv \\ & \equiv -v_q \delta q_d. \quad (20) \end{aligned}$$

Ее значение приблизительно равно

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}} \right) \times \exp\left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}}\right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{av_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}, \quad (21)$$

где $v_{TeS} = \sqrt{T_{eS}/m_e}$, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS}/4\pi n_{eS}e^2}$.

Чтобы не слишком усложнять выражение для v_q , при выводе соотношения (21) пренебрегали током ионов солнечного ветра (19), что оказывается возможным, поскольку для условий пылевой плазмы над поверхностью Меркурия данный ток, как правило, наименьший по абсолютной величине среди всех токов, учитываемых в правой части уравнения (17).

Таким образом, удастся получить уравнение затухающих колебаний пылевой частицы (14), (15) как для ситуации, когда рассматривается пылевая плазма над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях, не очень близких к его магнитным полюсам, так и для ситуации участков поверхности Меркурия, расположенных вблизи магнитных полюсов.

Следует учитывать, что выражения для частоты ν_q в этих ситуациях различны. В обоих случаях затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц, и, следовательно, в случае Меркурия, как и в случае Луны, аномальная диссипация в пылевой плазме, связанная с процессами зарядки пылевых частиц, может приводить к затуханию осцилляций при движении пылевой частицы над поверхностью планеты.

3. ЛЕВИТИРУЮЩАЯ ПЫЛЬ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕРКУРИЯ

Приведенный подход оказывается полезным для качественного описания свойств пылевой плазмы над поверхностью Меркурия. Например, в рамках такого подхода удастся ответить на вопрос о возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами, или же обязательного учета динамических эффектов (например, осцилляций), связанных с движением пыли.

Следует отметить, что рассмотрение пылевой плазмы вблизи поверхности Меркурия [31] осуществлялось в предположении левитирующих пылевых

частиц над поверхностью Меркурия, но при этом детального обоснования возможности использования данного приближения в работе [31] приведено не было.

Приближение левитирующих пылевых частиц можно использовать, если характерное время рассматриваемой задачи много больше, чем $2/\nu_q(a)$ — характерное время затухания осцилляций пылевой частицы. Поскольку обычно рассматривается формирование пылевой плазмы над освещенной частью Меркурия (как, например, в работе [31]), приведенный здесь подход позволяет получить достаточно простое условие, при котором можно рассматривать пылевые частицы над Меркурием левитирующими:

$$2/\nu_q(a) \ll T_M, \quad (22)$$

где T_M составляет половину синодического дня Меркурия, т.е. около 29.323 земных суток ($\approx 3 \times 10^6$ с). Время T_M характеризует продолжительность светового дня на Меркурии. Условие (22) означает, что осцилляции частицы успевают затухнуть гораздо быстрее, чем закончится световой день на Меркурии, т.е. можно рассматривать пылевую частицу левитирующей большую часть времени существования пылевой плазмы над освещенной частью Меркурия.

Таким образом, для проверки справедливости приближения левитирующих пылевых частиц следует проверить выполнение неравенства (22) для подавляющего большинства пылевых частиц, способных подняться над поверхностью Меркурия.

На рис. 1—4 приведены результаты вычислений (на основе уравнений (1), (2) или (17) — рис. 1а—4а; (14) — рис. 1б—4б), характеризующих возможность применения приближения левитирующих пылевых частиц для различных ситуаций на Меркурии. Верхние панели рис. 1а—4а содержат зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 , на которой частица под действием гравитационной и электростатической сил находится в состоянии равновесия, а также характерного времени затухания осцилляций пылевой частицы $2/\nu_q(a)$ от размера пылевой частицы a .

Вычисления Z_d и $2/\nu_q(a)$ на рис. 1—4 производились для параметров пылевой плазмы, соответствующих высоте h_0 . Расчеты на рис. 1—4 приведены для угла между местной нормалью и направлением на Солнце, составляющим $\theta = 87^\circ$, что возможно (см. работу [31]) как для ситуации, когда рассматривается пылевая плазма над освещенными солнечным светом участками поверхности Меркурия в областях,

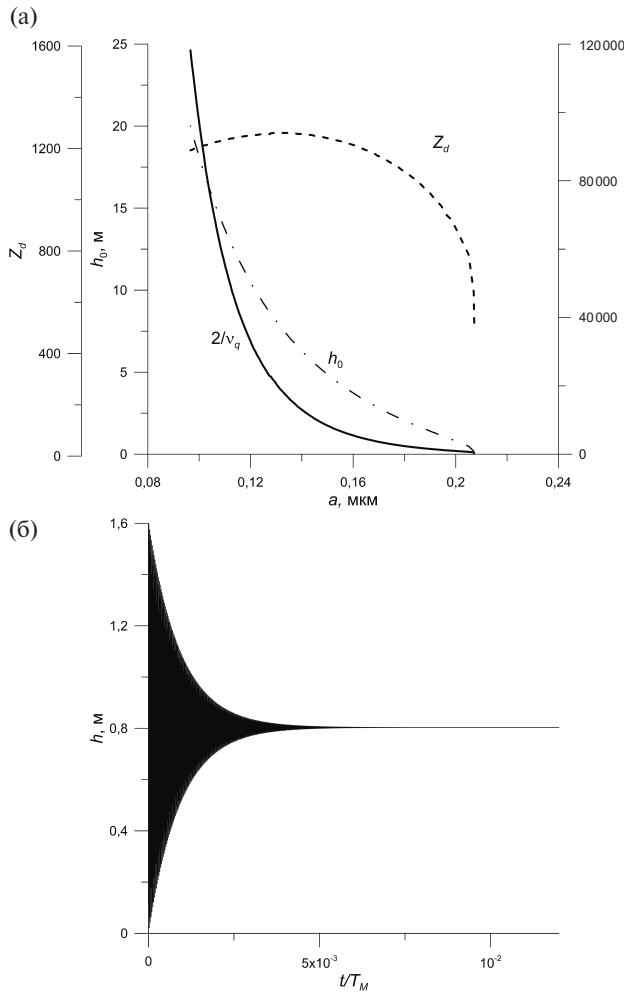


Рис. 1. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.20$ мкм от времени (б) для условий афелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta = 87^\circ$.

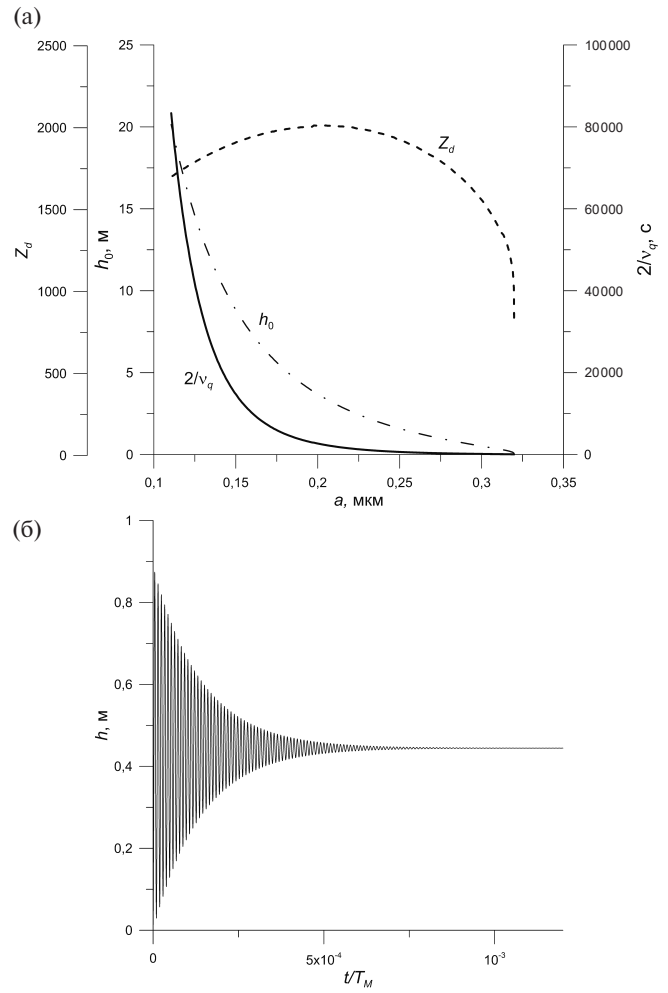


Рис. 2. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.30$ мкм от времени (б) для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, не очень близкого к его магнитным полюсам, при $\theta = 87^\circ$.

не очень близких к его магнитным полюсам, так и для ситуации участков поверхности Меркурия, расположенных вблизи магнитных полюсов.

Соответственно, вычисления проводились для афелия (рис. 1 и 3) и перигелия (рис. 2 и 4) орбиты Меркурия, а также для участков на его поверхности, не очень близких к его магнитным полюсам (см. рис. 1 и 2), и для областей, расположенных вблизи магнитных полюсов (рис. 3 и 4).

Кривые, представленные на рис. 1б–4б, характеризующие затухающие осцилляции пылевой частицы, построены для частиц с размерами, близкими к максимально возможному с точки зрения их подъема над поверхностью Меркурия (см. работу [31]). При вычислениях использовались параметры

солнечного ветра, представленные в табл. 1, а также фотоэлектронов из табл. 2.

Таблица 1. Характерные параметры солнечного ветра по данным космических аппаратов Helios 1 и Helios 2 [36, 37]

Параметр	Афелий	Перигелий
n_{eS} , см ⁻³	40.0	63.2
n_{iS} , см ⁻³	40.0	63.2
T_{eS} , эВ	22.8	36.8
T_{iS} , эВ	11.4	18.4
u_p , км/с	380	395

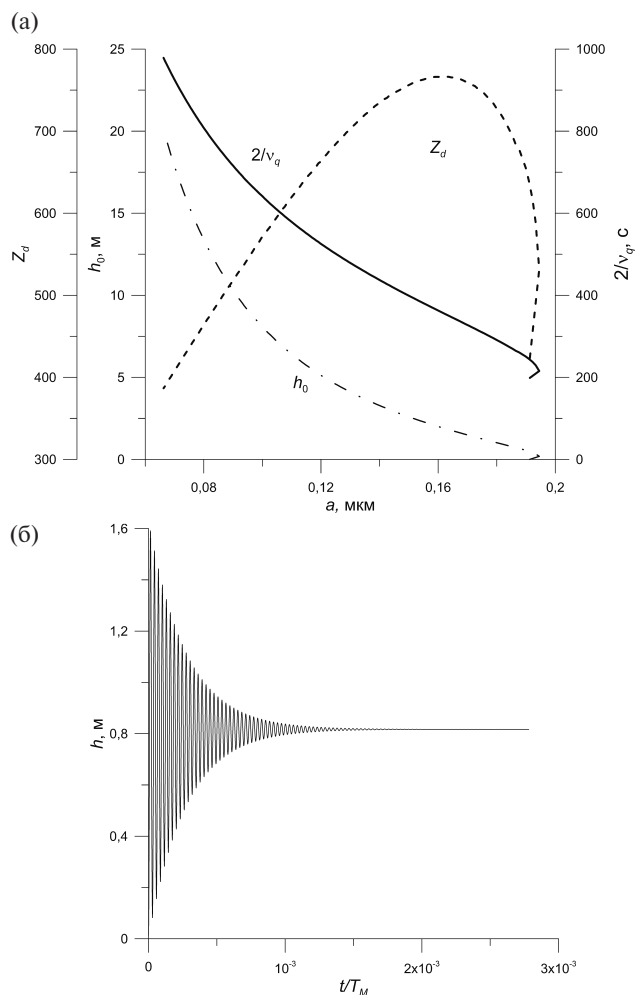


Рис. 3. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.18$ мкм от времени (б) для условий афелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta = 87^\circ$.

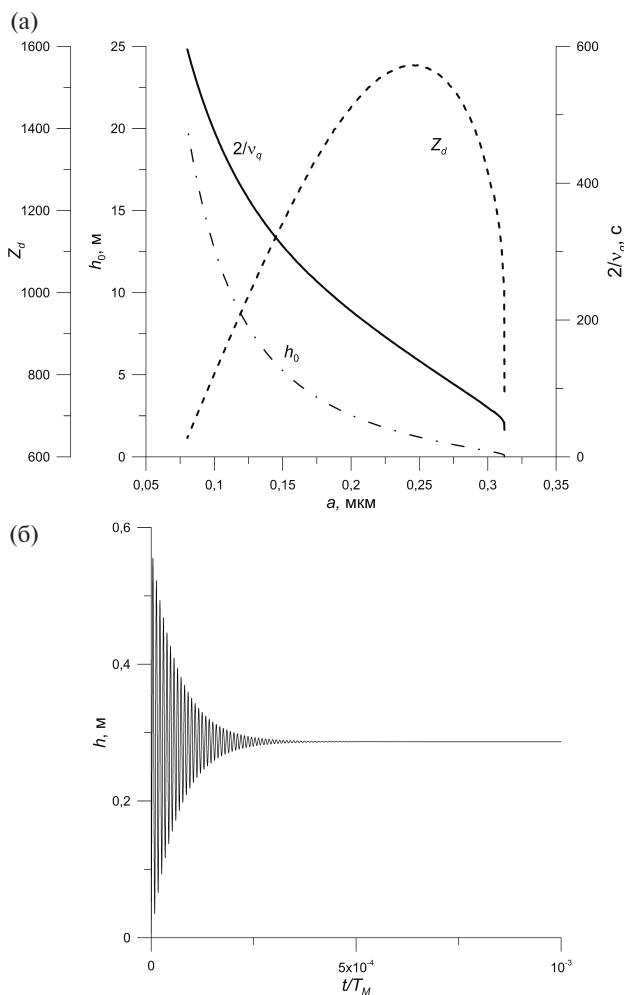


Рис. 4. Зависимости зарядового числа Z_d пылевой частицы, высоты h_0 ее равновесия над поверхностью Меркурия, времени $2/v_q$ от размера пылевой частицы a (а), а также высоты h нахождения пылевой частицы радиуса $a = 0.30$ мкм от времени (б) для условий перигелия и участка поверхности Меркурия, расположенного вблизи магнитных полюсов, при $\theta = 87^\circ$.

Таблица 2. Характерные параметры фотоэлектронов приповерхностного слоя освещенной части Меркурия в афелии и перигелии [31]

Параметр	Афелий	Перигелий
$N_0, \text{см}^{-3}$	$5.29 \cdot 10^3$	$2.71 \cdot 10^4$
$T_{e,ph}, \text{эВ}$	2.30	2.38

Из рис. 1а—4а видно, что для наиболее крупных $a > 100$ нм пылевых частиц, которые могут подняться над поверхностью Меркурия за счет электростатических процессов, характерное время затухания осцилляций пылевой частицы $2/v_q(a)$ значительно меньше времени $T_M \approx 3 \times 10^6$ с, ха-

рактеризующего продолжительность светового дня на Меркурии.

Рисунки 1б—4б демонстрируют, что затухание осцилляций пылевой частицы происходит за время, существенно меньше T_M , т.е. пылевые частицы в течение почти всего времени их присутствия над поверхностью Меркурия можно рассматривать как левитирующие.

Таким образом, при $\theta = 87^\circ$ можно использовать приближение левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы. При меньших значениях угла θ величины $2/v_q(a)$ — еще меньше, чем при $\theta = 87^\circ$. Например, при $\theta = 77^\circ$ значения $2/v_q(a) \leq 3 \times 10^4$ с (при $a > 100$ нм) для ситуации участка поверхности Меркурия, не очень близкого

к его магнитным полюсам, и (при $a > 100$ нм) для ситуации, когда исследуемый участок поверхности находится вблизи магнитного полюса. Следовательно, и для углов θ , меньших 87° , использование приближения левитирующих пылевых частиц для описания пылевой плазмы также возможно.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, рассмотрен процесс аномальной диссипации в пылевой плазме, связанный с эффектом зарядки пылевых частиц, в контексте описания динамики пылевых частиц в экзосфере Меркурия. Получено уравнение, описывающее колебания пылевой частицы над поверхностью Меркурия, затухание которых определяется частотой зарядки пылевых частиц, характеризующей аномальную диссипацию.

Показано, что аномальная диссипация играет существенную роль для обоснования применения модели левитирующих пылевых частиц при описании пылевой плазмы над Меркурием. На основе численных расчетов продемонстрировано, что, как правило, возможно использовать приближение левитирующих пылевых частиц для описания запыленной экзосферы Меркурия над участками его поверхности, освещенными солнечным излучением. Тем самым проведено доказательство важности процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Меркурия.

Методика, представленная в нашей работе, полезна для анализа плазменно-пылевых систем в окрестностях безатмосферных тел Солнечной системы, таких как спутники Марса (см., например, работы [41, 42]), кометы и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / ed. A. Bouchoule. New York: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
- Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
- Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.
- Tsytoich V.N., Morfill G. E., Vladimirov S. V., Thomas H. Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
- Попель С. И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
- Фортвов В. Е., Батурич Ю. М., Морфилл Г. О., Петров О. Ф. Плазменный кристалл. Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015.
- Цытович В. Н. // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
- Цытович В. Н., Винтер Дж. // УФН. 1998. Т. 168. С. 899.
- Tsytoich V.N. // Austral. J. Phys. 1998. V. 51. P. 763.
- Merlino R.L., Goree J.A. // Phys. Today. 2004. No. 7. P. 32.
- Popel S.I., Morfill G. E. // Ukr. J. Phys. 2005. V. 50. P. 161.
- Vladimirov S.V., Ostrikov K. // Phys. Reports. 2004. V. 393. P. 175.
- Ostrikov K. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
- Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортвов В. Е. // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
- Фортвов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А., Молотков В. И., Петров О. Ф. // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
- Fortov V.E., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Khrapak A. G., Morfill G. E. // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
- Popel S.I., Kopnin S. I., Yu M. Y., Ma J. X., Huang F. // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
- Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L. M., Dubinskii A. Yu. // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
- Зеленый Л. М., Попель С. И., Захаров А. В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
- Tsytoich V.N., Havnes O. // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1993. V. 15. P. 267.
- Benkadda S., Tsytoich V.N. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2970.
- Popel S.I., Yu M. Y., Tsytoich V.N. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4313.
- Попель С. И., Голубь А. П., Лосева Т. В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 396.
- Popel S.I., Gisko A. A. // Nonlin. Processes in Geophys. 2006. V. 13. P. 223.
- Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T. V., Ivlev A. V., Khrapak S.A., Morfill G. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 056402.
- Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A. I., Zelenyi L. M. // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
- Попель С. И., Голубь А. П. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.
- Попель С. И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 48.
- Попель С. И. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 813.
- Benkhoff J., Murakami G., Baumjohann W., Besse S., Bunce E., Casale M., Cremosese G., Glassmeier K.-H., Hayakawa H., Heyner D., Hiesinger H., Huovelin J., Huisman H., Iafolla H., Iess L., Kasaba Y., Kobayashi M., Milillo A., Mitrofanov I. G., Montagnon E., Novara M., Orsini S., Quemerais E., Reininghaus U., Saito Y., Santoli F., Stramaccioni D., Sutherland O., Thomas N., Yoshikawa I., Zender J. // Space Sci. Rev. 2021. V. 217. P. 90.

31. *Popel S.I., Golub' A.P., Zelenyi L. M.* // *Phys. Plasmas*. 2023. V. 30. P. 043701.
32. *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 695.
33. *Извекова Ю.Н., Попель С.И., Голубь А.П.* // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 1010.
34. *Domingue D.L., Koehn P.L., Killen R. M., Sprague A. L., Sarantos M., Cheng A. F., Bradley E. T., Mc-Clintock W.E.* // *Space Sci. Rev.* 2007. V. 131. P. 161.
35. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // *Астрон. вестн.* 2013. Т. 47. P. 455.
36. *González-Esparza A.* // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 97. P. 197.
37. *Хабарова О.В.*, частное сообщение (2022).
38. *Hiremath K.M.* // *Planet. Space Sci.* 2012. V. 63—64. P. 8.
39. *Grard R.J.L., Tunaley J. K.E.* // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 2498.
40. *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // *Астрономический журнал*. 1982. Т. 59. С. 996.
41. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113. С. 440.
42. *Голубь А.П., Попель С.И.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 741.

On Anomalous Dissipation in Plasma of Dusty Mercury's Exosphere

© 2024 S. I. Popel^{a,*}, Yu. N. Izvekova^a, and A. P. Golub^a

^aSpace Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

* e-mail: popel@iki.rssi.ru

The anomalous dissipation related to the effect of charging of dust particles that gives rise to new physical phenomena, effects, and mechanisms represents one of the main specific features of dusty plasma that makes it different from conventional plasma containing no charged dust particles. We analyze the process of anomalous dissipation in the context of description of the dynamics of dust particles in dusty plasma of the Mercury's exosphere. An analytical description of oscillations of a dust particle above the surface of Mercury is presented. The frequency of charging of dust particles that characterizes the anomalous dissipation determines the damping of such oscillations. It is demonstrated that the anomalous dissipation is important for substantiation of the model of levitating dust particles that is used for description of dusty plasma above Mercury. The results of numerical simulations that justify the use of the discussed model are presented.

Keywords: dusty plasma, Mercury, exosphere, anomalous dissipation, levitating dust particles