

ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИССИПАЦИИ
В ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СИСТЕМАХ¹

© 2023 г. С. И. Попель*

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 28.07.2022 г.

После доработки 20.09.2022 г.

Принята к публикации 01.10.2022 г.

Приведен краткий обзор исследований по пылевой плазме, в которых важное место занимает аномальная диссипация, связанная с процессами зарядки пылевых частиц. Отмечается, что аномальная диссипация является одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы. Особое внимание уделяется проявлениям аномальной диссипации в плазменно-пылевой системе у Луны и нелинейным волнам, распространяющимся в пылевой плазме. В случае пылевой плазмы у Луны, аномальную диссипацию связывают исключительно с процессами зарядки пылевых частиц. Учет аномальной диссипации позволяет определить, возможно ли использование приближения левитирующих пылевых частиц для описания околосолнечной пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами, или же проявления динамических эффектов (например, осцилляций траекторий пылевых частиц) существенны. При рассмотрении нелинейных волн процессы зарядки пылевых частиц воздействуют на форму нелинейной волны и приводят к ее деформации в смысле нарушения, например, осесимметричной структуры. В результате нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. Процессы поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами приводят к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения. Получено условие существования “слабодиссипативных” солитонов. Оказывается, что “слабодиссипативные” солитоны могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда уменьшается. Проявления аномальной диссипации важны в пылевой плазме в лаборатории и природе, например, в окрестностях Луны, безатмосферных тел Солнечной системы, комет и т.д.

Ключевые слова: пылевая плазма, аномальная диссипация, Луна, нелинейные волны, ударные волны, солитоны

DOI: 10.31857/S0367292122600856, **EDN:** BGAYKS

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, [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, возникно-

вление 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, есте-

¹ Доклад “Manifestations of anomalous dissipation in dusty plasma systems” сделан на 9th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia, May 23–27, 2022).

ственно, 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, 27].

Отметим, что перечисленные выше ситуации связаны с “регулярными” процессами зарядки пылевых частиц. В литературе встречается также термин “флуктуации зарядов пылевых частиц”. Например, “аномальная” кинетическая энергия колебаний пылевых частиц в плазме газового разряда может быть объяснена на основе флуктуаций заряда, особенностях приэлектродного слоя и описания движения пылевой частицы вблизи положения равновесия в пылевом кристалле с привлечением теории вынужденного и параметрического резонансов [28]. Далее, кинетическая температура пылевых частиц, характеризующая энергию их хаотического “теплого” движения, может значительно превышать как температуру их поверхности (определяемую нейтралами окружающего газа), так и температуру электронной компоненты. Причиной этого могут являться пространственно-временные флуктуации зарядов пылевых частиц [29, 30].

В настоящей работе кратко описаны проявления аномальной диссипации, связанные с “регулярными” процессами зарядки пылевых частиц, в различных плазменно-пылевых системах. Рассмотрено влияние аномальной диссипации на плазменно-пылевую систему у Луны и нелинейные волны, распространяющиеся в пылевой плазме.

2. АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ В ПЛАЗМЕ ЗАПЫЛЕННОЙ ЭКЗОСФЕРЫ ЛУНЫ

Утверждение о важности аномальной диссипации, связанной с процессами зарядки пылевых частиц при описании динамики пылевых частиц в пылевой плазме в лунной экзосфере было сделано в работе [26]. При этом подход [26], использующий исключительно численные методы, не позволяет выделить в явном виде эффект аномальной диссипации и, соответственно, доказать утверждение о важности аномальной диссипации при формировании траекторий пылевых частиц. Ниже используется несколько упрощенное (по сравнению с работой [26]) описание [27], но позволяющее получение качественных результатов,

характеризующих влияние аномальной диссипации на движение заряженной пылевой частицы и свойства пылевой плазмы над Луной.

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], 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 приведены в работах [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:

$$E(h, \theta) = \frac{2T_{e,ph}}{e} \frac{\sqrt{\cos \theta/2}}{\lambda_D + h\sqrt{\cos \theta/2}}, \quad (3)$$

где $T_{e,ph}$ — температура фотоэлектронов, e — элементарный заряд, $\lambda_D = \sqrt{T_{e,ph}/4\pi N_0 e^2}$ — дебаевский радиус фотоэлектронов у поверхности Луны, N_0 — концентрация фотоэлектронов у поверхности Луны на экваторе, 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, образо-

ванный осью Луны и плоскостью эклиптики, составляет всего 1.5424° .

Выражение (3) получено в результате совместного решения кинетического уравнения для фотоэлектронов и уравнения Пуассона. Зависимость электрического поля от угла θ в выражении (3) обусловлена изменением числа фотонов, которые поглощаются единицей поверхности Луны, в зависимости от угла θ . Распределение электрического поля, аналогичное (3), получено в работах [31, 32].

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

$$\frac{d\delta q_d}{dt} \approx \frac{\partial(I_e(q_d) + I_i(q_d) - I_{ph}(q_d) + I_{e,ph}(q_d))}{\partial q_d} \Big|_{q_d=q_{d0}} \times \delta q_d \equiv -v_q \delta q_d, \quad (4)$$

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 v_q определяет время релаксации зарядов к равновесным значениям при малых отклонениях от равновесных значений. Выражение для этой частоты имеет вид [27]

$$v_q \approx \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \frac{av_{Te,ph}}{\lambda_D^2} \left(1 + \frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}}\right) \times \exp\left(-\frac{Z_{d0}e^2}{aT_{e,ph}}\right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{av_{TeS}}{\lambda_{DeS}^2}, \quad (5)$$

где a – размер пылевой частицы, Z_{d0} – ее зарядовое число ($q_{d0} = Z_{d0}e$), $v_{Te,ph} = \sqrt{T_{e,ph}/m_e}$, m_e – масса электрона, $v_{TeS} = \sqrt{T_{eS}/m_e}$, T_{eS} – температура электронов солнечного ветра, $\lambda_{DeS} = \sqrt{T_{eS}/4\pi n_{eS}e^2}$, n_{eS} – концентрация электронов солнечного ветра. При выводе (5) пренебрегли током ионов солнечного ветра, что оказывается возможным, поскольку для условий пылевой плазмы над поверхностью Луны данный ток, как правило, наименьший по абсолютной величине среди токов, входящих в правую часть (2).

С помощью уравнения (4) можно получить следующее соотношение:

$$q_d(a, t) = q_{d0}(a) + \delta q_{d0}(a) \exp(-v_q(a)t). \quad (6)$$

Подставляя это соотношение в (1), получаем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} = q_{d0}(a)E(h) - m_d g_0 + \delta q_{d0}(a)E(h) \exp(-v_q(a)t). \quad (7)$$

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:

$$1 \gg |\delta q_{d0}/q_{d0}| \gg |\delta h \sqrt{\cos \theta/2}/\lambda_D|. \quad (8)$$

Тогда имеем

$$m_d \frac{d^2 h}{dt^2} \approx \delta q_{d0}(a)E(h_0) \exp(-v_q(a)t). \quad (9)$$

Следствием соотношения (9) является

$$\frac{dh}{dt} \approx -\frac{\delta q_{d0}(a)E(h_0) \exp(-v_q(a)t)}{m_d v_q(a)}. \quad (10)$$

Отметим, что выбор нулевой постоянной интегрирования при переходе от (9) к (10) обусловлен малостью $d\delta h/dt$ при $\delta q_{d0} \rightarrow 0$ (см. условие (8)).

Комбинируя (7) и (10), а также учитывая только линейные слагаемые по возмущениям δh , получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} = \frac{q_{d0}(a)}{m_d} \frac{\partial E(h)}{\partial h} \Big|_{h=h_0} \delta h. \quad (11)$$

Используя выражение (3) для электрического поля $E(h)$, находим

$$\frac{d^2 \delta h}{dt^2} + v_q(a) \frac{d\delta h}{dt} + \omega_0^2 \delta h = 0, \quad (12)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{Z_{d0}T_{e,ph} \cos \theta}{m_d(\lambda_D + h_0 \sqrt{\cos \theta/2})^2}. \quad (13)$$

Уравнение (12) является уравнением, описывающим затухающие колебания пылевой частицы. Его решение, удовлетворяющее условию $h(0) = 0$, имеет вид

$$h = h_0(1 - \exp(-v_q(a)t/2) \cos(\omega t)), \quad (14)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/4)v_q^2}$. Из (12) и (5) видно, что затухание колебаний пылевой частицы связано с процессами зарядки пылевых частиц.

На рис. 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 (12) (б). Вычисления проводились для значений $T_{eS} = 12$ эВ, $T_{iS} = 6$ эВ, $n_{eS} = n_{iS} = 8.7$ см $^{-3}$, $u_i = 468$ км/с, характеризующих солнечный ветер, а также величин N_0 и $T_{e,ph}$, рассчитанных [33] для условий приповерхностного слоя освещенной части Луны при солнечной активности, соответ-

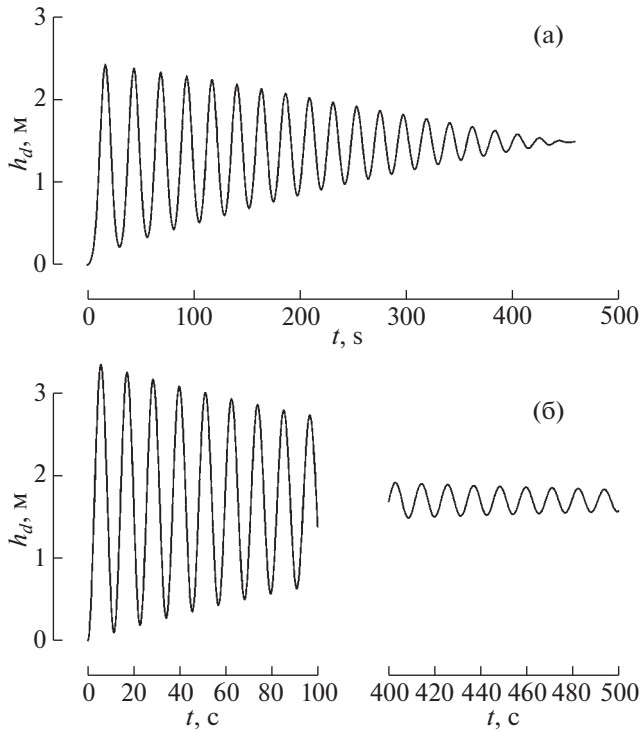


Рис. 1. Зависимости высоты пылевой частицы радиуса $a = 0.105$ мкм с переменным зарядом от времени $h_d(t)$, характеризующие траекторию ее движения при $\theta = 87^\circ$, вычисленные на основе решения системы уравнений (1), (2) (а) и уравнения (12) (б).

ствующей солнечному максимуму $N_0 = 290 \text{ см}^{-3}$, $T_{e,ph} = 1.9$ эВ. Размер $a = 0.105$ 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 из-за гравитации уже не могут подниматься 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”.

Видно, что упрощенный аналитический подход, приведенный выше, позволяет качественно описать траекторию движения пылевой частицы. При этом в рамках указанного аналитического подхода удается наглядно продемонстрировать природу затухания осцилляций пылевой частицы, связанный с аномальной диссипацией в пылевой плазме, обусловленной процессами зарядки пылевых частиц. Действительно, 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

$$\ln \left(\frac{h_{d,max} - h_{d0}}{h^* - h_{d0}} \right) = 1, \quad (15)$$

где $h_{d,max}$ — максимум функции $h_d(t)$ для первого колебания. Этому времени в рамках уравнения (12) соответствует величина $2/v_q$, т.е. затухание осцилляций пылевой частицы вызвано 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 возможности использования приближения левитирующих пылевых частиц для описания околосолнечной пылевой плазмы, т.е. частиц, для которых можно считать, что имеет место баланс между действующими на частицу электростатической и гравитационной силами (см., например, [26, 34, 35]), 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:

$$2/v_q(a) \ll T_M, \quad (16)$$

где $T_M \sim 10^6$ с — половина синодического месяца, т.е. около 14 земных суток и 18 часов. Время T_M характеризует продолжительность светлого времени суток на Луне. Условие (16) 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 (16) 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% [26].

Таким образом, проиллюстрирована важность процессов аномальной диссипации для случая пылевой плазмы в экзосфере Луны. Методика, приведенная в данном разделе, полезна для анализа плазменно-пылевых систем в окрестностях других безатмосферных тел Солнечной системы

таких, как спутники Марса (см., например, [36]), Меркурий, кометы и т.д.

3. АНОМАЛЬНАЯ ДИССИПАЦИЯ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

Существенное место в физике пылевой плазмы занимает проблема возбуждения и распространения ионно-звуковых нелинейных возмущений. Интерес к такого рода исследованиям обусловлен прежде всего тем, что именно на ионно-звуковых временных масштабах процессы зарядки пылевых частиц оказываются существенно неравновесными, и роль аномальной диссипации, природа которой вытекает из процесса зарядки пылевых частиц, часто оказывается решающей [37, 38]. Именно аномальная диссипация приводит к возможности существования нового вида ударных волн, которые являются бесстолкновительными в том смысле, что в них пренебрежимо малы электронно-ионные соударения [22]. Однако в отличие от классических бесстолкновительных ударных волн диссипация за счет зарядки пылевых частиц включает взаимодействие с ними электронов и ионов в форме микроскопических токов на пылевые частицы. Аномальная диссипация весьма существенна в процессе распространения так называемых пылевых ионно-звуковых “слабодиссипативных” солитонов [37], форма которых представляет собой солитонное решение для соответствующего значения числа Маха, но, при этом, из-за аномальной диссипации они замедляются и затухают.

Для описания нелинейных процессов в пылевой плазме часто используют гидродинамические модели. При рассмотрении ударно-волновых структур и солитонов достаточно хорошее соответствие между теорией и экспериментом обеспечивает так называемая модель ионизирующего источника (ionization source model), разработанная в [39, 40], либо ее модификации [23, 25]. Необходимость модификации модели вызывается различным видом источника, характеризующего ионизацию среды, в разных экспериментальных условиях. Эволюционные уравнения данной модели получены из кинетических уравнений для частиц плазмы. При этом важным является вывод частот, характеризующих диссипативные процессы [25, 41].

Так, например модификация модели ионизирующего источника [23], в рамках которой удается описать все основные особенности лабораторных экспериментов по ионно-звуковым ударным волнам, выполненных в плазме двойного плазменного прибора (double plasma device), модифицированного для обеспечения присутствия пыли в установке [42], и Q-машине (Q-machine device) [43]. В плоской геометрии эволюционные урав-

нения данной модификации модели для ионов имеют следующий вид:

$$\partial_t n_i + \partial_x (n_i v_i) = -v_{ch} n_i + S_i, \quad (17)$$

$$\partial_t (n_i v_i) + \partial_x (n_i v_i^2) = -\frac{en_i}{m_i} \partial_x \phi - \frac{T_i}{m_i} \partial_x n_i - \tilde{v} n_{i0} v_i, \quad (18)$$

здесь n_i — концентрация ионов, v_i — направленная скорость ионов, m_i — масса иона, T_i — температура ионов, индекс “0” обозначает невозмущенное значение величины, S_i — источник, описывающий ионизацию, ϕ — электростатический потенциал, v_{ch} — частота, характеризующая процесс поглощения ионов пылевыми частицами,

$$v_{ch} = v_q \frac{Z_{d0} d}{1 + Z_{d0} d} \frac{(t + z_0)}{z_0 (1 + t + z_0)}, \quad (19)$$

$\tilde{v}$ — частота, характеризующая потерю импульса ионов как в результате их поглощения пылевыми частицами, так и в процессе кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами,

$$\tilde{v} = v_q \frac{Z_{d0} d}{(1 + Z_{d0} d) z_0 (1 + t + z_0)} \left(z_0 + \frac{4t}{3} + \frac{2z_0^2}{3t} \Lambda \right), \quad (20)$$

v_q — частота зарядки пылевых частиц (см., например, [7])

$$v_q = \frac{\omega_{pi}^2 a (1 + t + z_0)}{\sqrt{2\pi} v_{Ti}}, \quad (21)$$

$q_d = -Z_d e$ (в данном разделе), $d = n_{d0}/n_{e0}$, $n_{e(d)}$ — концентрация электронов (пыли), $t = T_i/T_e$, $z = Z_d e^2 / a T_e$, T_e — температура электронов, $\Lambda = \ln(\lambda_{Di} / \max\{a, b\})$ — кулоновский логарифм, λ_{Di} — ионный дебаевский радиус, $b = Z_{d0} e^2 / T_i$ (выражения (19), (20) справедливы для значений $v_i/c_s < 1$, где $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ — скорость ионного звука).

В условиях экспериментов [42, 43] вид ионизирующего источника S_i в эволюционном уравнении для концентрации ионов не соответствует обычной ионизации нейтралов электронным ударом (что принято при описании пылевой плазмы). Действительно, в эксперименте [42] длины свободного пробега электронов настолько высоки, что, по-видимому, ионизация осуществляется при соударениях нейтралов со стенками. Так, для параметров эксперимента [42] (парциальное давление газа нейтралов (аргон) $3\text{--}6 \times 10^{-4}$ Торр, $T_e = 0.1$ эВ) длина свободного пробега электронов при соударениях с нейтрами порядка 10^4 см, тогда как продольный размер установки 90 см, а ее диаметр 40 см [44]. В лабораторной плазме эксперимента [43] ионы цезия возникают в результате облучения пучком атомов

цезия горячей пластины ($\sim 2000\text{--}2500\text{ K}$) в торцевой части установки и поверхностной ионизации атомов цезия на ней. Таким образом, S_i не зависит от концентрации электронов, и его можно записывать в виде некоторой постоянной величины.

Уравнение, описывающее поведение концентрации электронов, соответствует больцманновскому распределению; при этом подразумевается, что роль захваченных электронов незначительна:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right). \quad (22)$$

В модели также используются уравнение Пуассона для электростатического потенциала

$$\partial_{xx}^2 \phi = 4\pi e (n_e + Z_d n_d - n_i) \quad (23)$$

и уравнение, описывающее изменение заряда пылевых частиц,

$$\partial_t q_d = I_e(q_d) + I_i(q_d), \quad (24)$$

где микроскопические электронный и ионный токи на пылевую частицу описываются формулами, приведенными в работе [23].

Линеаризация системы уравнений (17), (18), (22)–(24) и использование преобразования Фурье позволяют получить следующее дисперсионное уравнение для ионно-звуковых колебаний системы:

$$\begin{aligned} -|\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2 = 1 + \frac{(1 + Z_{d0} d) |\mathbf{k}|^2 c_s^2}{(i\omega - v_{ch})(i\omega - \tilde{v}) + |\mathbf{k}|^2 v_{Ti}^2} + \\ + \left[1 + \frac{|\mathbf{k}|^2 c_s^2}{(i\omega - v_{ch})(i\omega - \tilde{v}) + |\mathbf{k}|^2 v_{Ti}^2} \right] \times \\ \times \frac{t + z_0}{t} (1 + Z_{d0} d) \frac{4\sqrt{\pi/2} n_d a^2 v_{Ti}}{v_q - i\omega}, \end{aligned} \quad (25)$$

где λ_{De} — электронный дебаевский радиус, v_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Решение этого уравнения в виде $\omega_k = \omega_R + i\gamma_k$ дает при выполнении неравенств $\pi a^2 n_d / |\mathbf{k}| \ll 1$ и $\{v_{ch}, \tilde{v}, v_q\} \ll \omega_k^s$ хорошо известный закон дисперсии ионно-звуковых волн

$$\omega_k^s \approx \frac{|\mathbf{k}| c_s \sqrt{n_i/n_e}}{\sqrt{1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2}} \quad (26)$$

и следующее выражение для декремента затухания:

$$\gamma_k \approx -\Gamma \equiv -\frac{v_{ch} + \tilde{v}}{2}. \quad (27)$$

Рассмотрение других модификаций модели ионизирующего источника, где в качестве слагае-

мого S_i выбирается постоянная величина, приводит к аналогичным результатам. Это относится, например, к модификации модели, используемой в работах [25, 37] для описания солитонов с захваченными электронами. Изменение распределения электронов при этом на распределение Гуревича (см. [45]) не сказывается на окончательном результате.

В условиях экспериментов, выполняемых в типичных для пылевой плазмы установках тлеющего или высокочастотного разряда (см., например, [15, 16]), как правило, существенное место принадлежит обычной ионизации нейтралов электронным ударом. При этом ионизирующий источник S_i оказывается пропорциональным концентрации электронов [46] ($S_i = \nu_i n_e$, где ν_i — частота ионизации плазмы, растущая экспоненциально с ростом T_e и зависящая также от параметров газа нейтралов). Уравнения такой модификации модели приведены, например, в работах [39, 40]. Отличия уравнений, представленных в этих работах, от системы уравнений (17), (18) следующие: во-первых, изменен вид ионизирующего источника; во-вторых, в [39, 40] не учитывалось влияние ионного газокINETического давления на эволюцию системы. Анализ дисперсионных свойств ионно-звуковых волн на основе системы уравнений, приведенной в [39, 40], дает результаты, отличные от (25) и (27). Так, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} -|\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2 = \left(1 - \frac{1}{v_{ch} - i\omega} \left[\nu_i + \frac{(1 + Z_{d0} d) |\mathbf{k}|^2 c_s^2}{i\omega - \tilde{v}} \right] \right) \times \\ \times \frac{t + z_0}{t} \left(1 + \frac{4\sqrt{\pi/2} n_d a^2 v_{Ti}}{v_q - i\omega} \right), \end{aligned} \quad (28)$$

а мнимая часть частоты равна

$$\gamma_k \approx -\Gamma + \frac{\nu_i}{2(1 + |\mathbf{k}|^2 \lambda_{De}^2)}. \quad (29)$$

Второе слагаемое правой части (29) положительно. Когда оно превалирует над первым развивается ионизационная неустойчивость. Тем не менее, как и в выражении (27), диссипация характеризуется слагаемым Γ .

Из выражения для Γ видно, что диссипация в пылевой плазме в рамках модели ионизирующего источника обусловлена процессами поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами. Эти процессы тесно связаны с процессом зарядки пылевых частиц. Действительно, $\Gamma \propto \nu_q$, а поглощаемые пылевыми частицами ионы непосредственно участвуют в процессе зарядки пылевых частиц.

Однако эти проявления аномальной диссипации, свойственные именно пылевой плазме, не

единственные. Важную роль могут играть процессы, связанные непосредственно с зарядкой пылевых частиц и характеризующиеся частотой ν_q . Действительно, величина заряда пылевой частицы содержится в правой части уравнения Пуассона (23). При рассмотрении волнового возмущения, распространяющегося с постоянной скоростью V , все величины, характеризующие это возмущение зависят от переменной $\xi = x - Vt$. Дифференцирование уравнения Пуассона по переменной ξ приводит к тому, что в правой его части возникает слагаемое, содержащее производную величины заряда по ξ , которая достаточно просто выражается через сумму микроскопических токов на пылевую частицу, а левая часть так получившегося уравнения содержит третью производную электростатического потенциала по ξ . В результате так получившееся уравнение не допускает осесимметричных решений солитонного типа. Типичное решение в этом случае – ударно-волновая структура с шириной фронта $\Delta\xi$, соответствующей теоретической оценке, основанной на модели [22]

$$\Delta\xi \sim Mc_s/\nu_q, \quad (30)$$

где Mc_s – скорость ударно-волновой структуры, M – число Маха. Пример такого рода ударно-волновой структуры приведен на рис. 2 для случая, когда не учитываются процессы, характеризующиеся частотами ν_{ch} и $\tilde{\nu}$.

Итак, при распространении нелинейных волновых структур аномальная диссипация сказывается двояким образом. С одной стороны, имеется диссипация, приводящая к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения, что обусловлено присутствием слагаемых, содержащих ν_{ch} и $\tilde{\nu}$. С другой стороны, нелинейное возмущение (например, первоначально осесимметричное) деформируется. Причем, поскольку в правую часть продифференцированного уравнения Пуассона входит сумма микроскопических токов на пылевую частицу, которая в случае малых отклонений от равновесного заряда определяется ν_q , можно ожидать, что характерное время процесса деформации нелинейной структуры имеет порядок ν_q^{-1} . Следовательно, “слабодиссипативные” солитоны [37] могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда может уменьшаться. Это оказывается возможным, если

$$\max\{\nu_{ch}, \tilde{\nu}\} \gg \nu_q, \quad (31)$$

что может быть реализовано при

$$Z_{d0}d \frac{z_0}{t} \Lambda \gg 1. \quad (32)$$

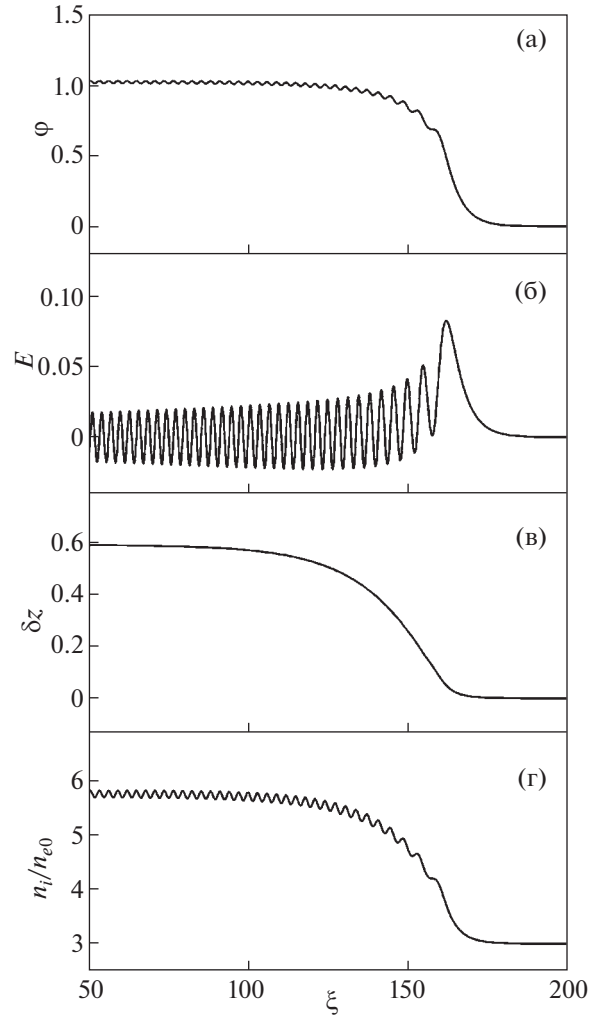


Рис. 2. Профили безразмерного электростатического потенциала $e\phi/T_e \rightarrow \phi$ (а), безразмерного электрического поля $E = -d_x\phi$ (б), вариации зарядового числа пылевой частицы $\delta z \equiv z - z_0$ (в) и отношения концентраций n_i/n_{e0} (г) в ударно-волновом решении при условии возможности пренебрежения вкладом процессов, характеризующихся частотами ν_{ch} и $\tilde{\nu}$ [39]. Переменная ξ выражена в дебаевских радиусах электронов. Вычисления проводились при $Z_{d0}d = 2$, $T_e/T_i = 10$, $a/\lambda_{De} = 0.01$, $M = 1.68$.

Деформация (в смысле нарушения осесимметричной структуры) сказывается при $t \gg \nu_q^{-1}$. При этом нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. На рис. 3 представлена эволюция начального солитона в пылевой плазме (который является стационарным решением в плазме с постоянным зарядом пылевых частиц). Используются следующие безразмерные величины, характеризующие пространственную и временную координаты: $x/\lambda_{De} \rightarrow x$, $tc_s/\lambda_{De} \rightarrow t$. Как видно из рис. 3, эво-

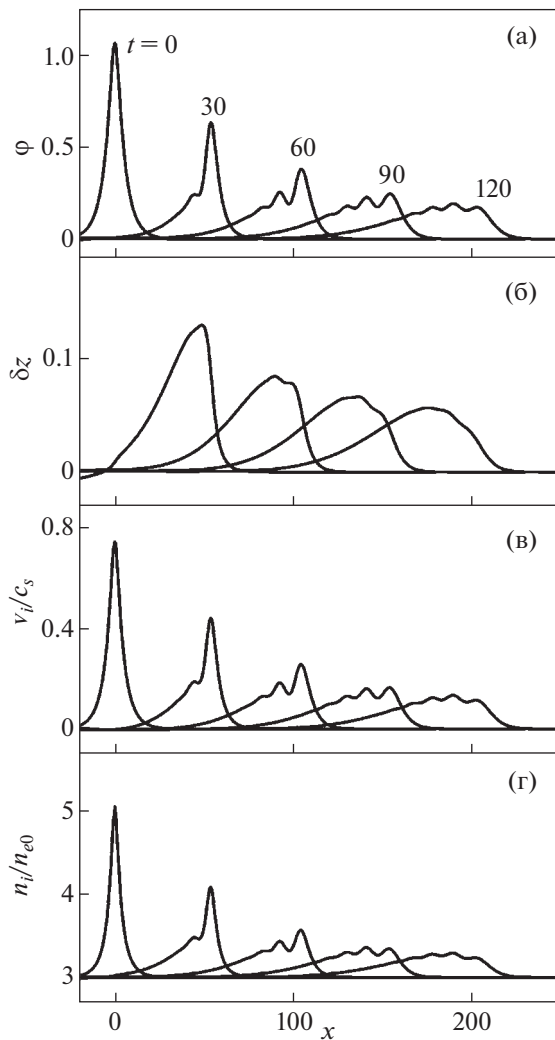


Рис. 3. Профили безразмерного электростатического потенциала ϕ (а), вариации зарядового числа пылевой частицы δz (б), отношения скоростей v_i/c_s (в) и отношения концентраций n_i/n_{e0} (г), соответствующие моментам времени $t = 0, 30, 60, 90, 120$ ($\delta z = 0$ при $t = 0$) и характеризующие эволюцию начального солитона. Вычисления проводились при $Z_{d0}d = 2$, $T_e/T_i = 10$, $a/\lambda_{De} = 0.01$, начальном значении числа Маха $M = 1.8$ и начальном безразмерном заряде пылевых частиц $z_0 = 1.23$.

люция солитона приводит к возникновению нестационарного решения, подобного ударной волне с уменьшающейся амплитудой. Число Маха M уменьшается от величины 1.8 до значения 1.68. Области осцилляций в профиле ударной волны соответствуют разделению зарядов. Ширина фронта ударной волны порядка 10 (или в размерном виде $10\lambda_{De}$). Эта величина соответствует теоретическому значению ширины фронта $\Delta x \sim Mc_s/v_q$ ионно-звуковой ударной волны

(ср. (30)). Причиной уменьшения амплитуды полученной ударной волны (и того, почему в рассматриваемой ситуации не происходит формирования стационарной структуры) является аномальная диссипация, связанная с процессами поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, аномальная диссипация является важным аспектом, который следует учитывать при рассмотрении проблем пылевой плазмы. Аномальная диссипация является одной из основных особенностей, отличающих пылевую плазму от обычной (не содержащей заряженных пылевых частиц) плазмы. Развить универсальный подход для описания аномальной диссипации в пылевой плазме не удастся. Каждая проблема требует отдельного рассмотрения. Иногда, как в случае околосолнечной пылевой плазмы, аномальную диссипацию связывают исключительно с процессами зарядки пылевых частиц. Иногда более важным процессом являются кулоновские столкновения между ионами и пылевыми частицами. При рассмотрении нелинейных волновых структур процессы зарядки пылевых частиц воздействуют на форму нелинейной волны и приводят к ее деформации в смысле нарушения, например, осесимметричной структуры. В результате нелинейная волна приобретает характерные черты ударно-волновой структуры. Процессы поглощения ионов пылевыми частицами и кулоновских столкновений между ионами и пылевыми частицами приводят к уменьшению амплитуды нелинейного возмущения. “Слабодиссипативные” солитоны могут существовать до тех пор, пока они еще не очень сильно деформировались (в смысле нарушения осесимметричной структуры). При этом их амплитуда может уменьшаться. Существуют различные приложения, связанные с аномальной диссипацией в пылевой плазме в природе, в которых аномальная диссипация может определять характер происходящих процессов (Луна, безатмосферные тела Солнечной системы, пылевая кома кометы и др.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dusty plasmas: physics, chemistry and technological impacts in plasma processing / ed. A. Bouchoule. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1999. 408 p.
2. Shukla P.K., Mamun A.A. Introduction to dusty plasmas physics. Bristol: IOP Publishing, 2002. 265 p.
3. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A. Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College Press, 2005. 500 p.

4. *Tsytoich V.N., Morfill G.E., Vladimirov S.V., Thomas H.* Elementary physics of complex plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 370 p.
5. *Попель С.И.* Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012. 160 с.
6. *Фортон В.Е., Батулин Ю.М., Морфилл Г.О., Петров О.Ф.* Плазменный кристалл, Космические эксперименты. М.: Физматлит, 2015.
7. *Цытович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 57.
8. *Цытович В.Н., Винтер Дж.* // УФН. 1998. Т. 168. С. 899.
9. *Tsytoich V.N.* // Austral. J. Phys. 1998. V. 51. P. 763.
10. *Merlino R.L., Goree J.A.* // Phys. Today. 2004. № 7. P. 32.
11. *Popel S.I., Morfill G.E.* // Ukrainian J. Phys. 2005. V. 50. P. 161.
12. *Vladimirov S.V., Ostrikov K.* // Phys. Reports. 2004. V. 393. P. 175.
13. *Ostrikov K.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 489.
14. *Нефедов А.П., Петров О.Ф., Фортон В.Е.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 1215.
15. *Фортон В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* // УФН. 2004. Т. 174. С. 495.
16. *Forton V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E.* // Phys. Reports. 2005. V. 421. P. 1.
17. *Popel S.I., Kornin S.I., Yu M.Y., Ma J.X., Huang F.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 174036.
18. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
19. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
20. *Tsytoich V.N., Havnes O.* // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1993. V. 15. P. 267.
21. *Benkadda S., Tsytoich V.N.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2970.
22. *Popel S.I., Yu M.Y., Tsytoich V.N.* // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4313.
23. *Попель С.И., Голубь А.П., Лосева Т.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 396.
24. *Popel S.I., Gisko A.A.* // Nonlin. Processes Geophys. 2006. V. 13. P. 223.
25. *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.
26. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
27. *Попель С.И., Голубь А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.
28. *Норман Г.Э., Стегайлов В.В., Тимофеев А.В.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. <http://chemphys.edu.ru/issues/2011-11/articles/179/>.
29. *Vaulina O.S., Khrapak S.A., Petrov O.F., Nefedov A.P.* // Phys. Rev. E 1999. V. 60. P. 5959.
30. *Ваулина О.С., Самарян А.А., Джеймс Б., Петров О.Ф., Фортон В.Е.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 1179.
31. *Grard R.J.L., Tunaley J.K.E.* // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 2498.
32. *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // Астрономич. ж. 1982. Т. 59. С. 996.
33. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
34. *Colwell J.E., Robertson S.R., Horányi M., Wang X., Poppe A., Wheeler P.* // J. Aerospace Engineering. 2009. V. 22. P. 2.
35. *Mishra S.K., Bhardwaj A.* // Astrophys. J. 2019. V. 884. P. 5.
36. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. V. 113. P. 440.
37. *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 792.
38. *Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 1007.
39. *Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R., Benkadda S.* // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1497.
40. *Popel S.I., Golub' A.P., Losseva T.V., Bingham R.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. P. 258.
41. *Benkadda S., Gabbai P., Tsytoich V.N., Verga A.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. P. 2717.
42. *Nakamura Y., Bailung H., Shukla P.K.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1602.
43. *Luo Q.-Z., D'Angelo N., Merlino R.L.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 3455.
44. *Nakamura Y., Bailung H.* // Rev. Scientific Instruments. 1999. V. 70. P. 2345.
45. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* // Физическая кинетика, Наука, Москва, 1979, стр. 182–185.
46. *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* // Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N. Y.: Wiley, 1994. P. 454.