

КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЕ В ПЛАЗМЕ

**Объединенный институт высоких температур РАН,*

ул. Ижорская, 13/19, г. Москва, 125412, Россия, vasilyak@yandex.ru

***ФГУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов,
ул. Центральная, 7а, г. Троицк, Московская обл., 142191, Россия*

**** ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов
им. А.А. Бочвара, ул. Рогова, 5а, г. Москва, Россия*

Введение

Неравновесная плазма с конденсированной дисперсной фазой применяется в различных плазмохимических технологиях для модифицирования и упрочнения поверхностей при нанесении защищающих покрытий. В ряде случаев наличие пылевых частиц в плазме, наоборот, является нежелательным, а они постоянно образуются при взаимодействии плазмы с электродами, например при изготовлении с помощью высокочастотного разряда интегральных схем и других изделий микроэлектроники при воздействии электронных или ионных пучков на поверхность, при взаимодействии высокотемпературной плазмы в токамаках со стенкой. Поэтому задача удаления пылевых частиц из рабочего объема так же актуальна, как и управление их движением.

Частицы в плазме приобретают большой отрицательный заряд (10^4 – 10^5) зарядов электрона, и при определенных условиях плазма с заряженными пылевыми частицами служит объектом с сильным кулоновским взаимодействием, а сами упорядоченные пылевые структуры напоминают кристалл [1]. Такие диссипативные кристаллы [2] называют кулоновскими кристаллами [1]. Образование структур из пылевых частиц микронного размера наблюдалось экспериментально в плазме низкого давления в высокочастотном и тлеющем разрядах [1]. На процессы образования структур из пылевых частиц определяющее влияние оказывают свойства окружающей плазмы. Сами пылевые частицы с огромным зарядом и их упорядоченные макроструктуры после своего образования должны изменять локальные свойства плазмы [3], электрические поля в ней и потоки заряженных частиц, поскольку структура для поддержания собственного заряда стягивает на себя потоки ионов и электронов. Во всех работах по пылевой плазме предполагается, как правило, сферическая симметрия энергомассоимпульсных потоков на пылевую частицу [1].

Однако, как известно из ряда экспериментов и теоретических работ [2, 4, 5], в газовом разряде могут формироваться кумулятивно-диссипативные структуры - плазмоиды со сложными асимметричными многомерными профилями самосогласованного кумулятивного электрического поля. Согласно [6], кумуляция – это концентрация в малом объеме силы, энергии или другой физической величины. Наличие у частиц пыли большого заряда может приводить к формированию областей фокусировки (кумуляции) напряженности электрического поля, а следовательно, и к локальной кумуляции потоков электронов и ионов. Плазмоиды с системой энергомассоимпульсных потоков заряженных частиц являются аналогами кумулятивно-диссипативных структур типа ячеек Бенара или трещин (с фокусирующимися потоками энергии, массы и импульса) в твердых телах [2]. В ячейках Бенара [7], как известно, вначале формируются диффузионные потоки из-за градиента температуры, а затем самоусиливаются фокусирующиеся конвективные процессы. Самоорганизующиеся вихревые структуры типа ячеек Бенара могут возникать и в плазме [5]. Так же, как и в конвективных ячейках Бенара, на пылевых частицах по мере увеличения их заряда происходит самоорганизация конвективных и диффузионных процессов. Плазма поляризуется, и у пылинки с окружающей ее плазмой появляется дипольный момент. В результате устанавливаются асимметрия кумулирующих конвективных потоков, а следовательно, и асимметрия кумуляции самосогласованного электрического поля. Это явление обусловлено нелинейностью процессов конвективного переноса [2].

Известно, что в экспериментах наряду с упорядоченными частицами пыли наблюдались и частицы, обладающие большой кинетической энергией [8, 9]. Они могут двигаться в течение продол-

жительного времени и проходить значительные расстояния без существенной потери скорости. Если бы такое движение пылевой частицы реализовалось в результате случайных сферически симметричных процессов, то она должна была бы потерять скорость за счет вязкого трения и соударения с другими пылевыми частицами на расстояниях, сопоставимых с характерными расстояниями между частицами пыли. В частности, при прохождении такой частицы со скоростью 6–8 см/с через область упорядоченной пылевой плазмы наблюдалось возмущение в пылевой структуре в виде конуса Маха [8]. Механизмы длительного прямолинейного движения быстрых частиц через весь плазменный промежуток в работе [8] не были объяснены. В [9] обосновывается возможность движения пылевой частицы под монослоем других пылевых частиц вследствие воздействия на нее потока ионов, однако этот механизм не может объяснить движение частиц в других направлениях или между слоями.

В настоящей работе рассмотрены несимметричные кумулятивные конвективные процессы в плазме с пылевыми частицами и предложен механизм длительного движения последних за счет формирования вокруг них несимметричных кумулятивно-диссипативных плазменных структур. В диссипативных структурах особая геометрия потоков и соответствующие кумулятивные процессы ускоряют процессы переноса энергии и массы, то есть ускоряют из-за кумуляции энергии и напряженности электрического поля конвективные процессы диссипации энергии внешнего источника [2]. В этом и заключается цель формирования в среде, активизированной внешним потенциалом, кумулятивно-диссипативных структур, таких как приэлектродные пятна, плазменные шнуры и т.д. Процессы неоднородной (несимметричной) кумуляции (фокусировки) потоков и их самофокусировки могут приводить не только к реактивным выбросам материала катода в разрядный промежуток и на анод, как в случае фокусировки ионных потоков в катодных пятнах у катода [4], но и к формированию реактивной тяги у пылевых частиц. Формирование таких «ракетных двигателей» с бикумулятивной, асимметричной подачей «топлива» (потоков электронов и ионов) к пылевым частицам из внешней нелинейной плазменной среды представляет новую, еще не исследованную область физики нелинейных кумулятивно-реактивных систем, которые, несомненно, могут быть применены на практике.

Предлагаемая схема работы кумулятивно-реактивной системы, создаваемой плазмой у поверхности пылевой частицы, приведена на рис. 1. Принципиально эта схема аналогична модели функционирования катодного пятна на металлическом катоде [2, 4]. На пылинку идут равные потоки ионов и электронов. Кумуляция потоков заряженных частиц плазмы происходит из-за различия дрейфовых скоростей электронов и ионов. Выбитые из пылинки электроны ускоряются в поле налетающих ионов по направлению к аноду и в свою очередь фокусируются к своему пучку ионы плазмы. Сфокусированные потоком электронов ионы выбивают из пылинки в области кумулятивной струи больше электронов. Процесс саморазвивается, самоусиливается и самофокусируется. Такая последовательная кумуляция ионных потоков на сфокусированном потоке электронов названа бикумуляцией [2]. Кумуляция электрического поля может ограничиваться процессами диффузии и нарушением нейтральности. Моделирование динамических процессов в плазме с конденсированной дисперсной фазой является сложной, нестационарной, динамически самосогласованной задачей, в которой также требуется учитывать дополнительные, редко рассматриваемые процессы, такие как термофорез, геометрические особенности кумулятивно-ионного фореаза и т.д. Эта задача выходит за рамки сферически симметричных моделей, обсуждаемых в [1], в которых исследованы потенциалы заряженной пылевой частицы, средние температуры электронов по ячейке Зейтца-Вигнера, уточнения дебаевского радиуса экранирования, уточнения параметра неидеальности или кулоновского параметра взаимодействия заряженных пылевых частиц. Следует отметить, что области I и II рис. 1 описываются системой обычных гидродинамических уравнений с учетом нарушения квазинейтральности. Согласно модели поток электронов на пылевую частицу определяется процессами диффузии, а покидают пылевую частицу электроны, организованные в конвективную кумулятивную струю (рис. 1). При этом потоки, самоорганизуясь во внешнем электрическом поле, формируют кумулятивно-диссипативные структуры с реактивными струями, сферически несимметричной кумуляцией электрического поля, потоков ионов и электронов и локально неоднородным тепловыделением. Существующая асимметрия потоков ионов и электронов в разряде, усиленная кумулятивными процессами, и обеспечивает наблюдаемый эффект длительного движения быстрых пылевых частиц.

Моделирование области кумуляции конвективного амбиполярного потока проводилось в следующей постановке.

Постановка задачи

Слабоионизованная плазма вокруг пылинки состоит из электронов, положительных ионов и нейтральной компоненты. Будем полагать, что плотность молекул (или атомов) нейтральной среды N постоянна, а коэффициенты подвижности электронов и ионов являются известными функциями па-

раметра E/N . Пусть $\nabla \mathbf{x}E = 0$. Воспользуемся обычной системой гидродинамических уравнений переноса, приводящей в результате несложных преобразований с учетом уравнения Пуассона к следующей системе уравнений:

$$\partial n_i / \partial t + \nabla \Gamma_i = I_i - R_i \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \varepsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t + e \mathbf{E} (\mu_e n_e + \mu_i n_i) + \mu_i \varepsilon_0 \mathbf{E} (\nabla \mathbf{E}) + e \nabla (D_\perp n_e) - \nabla D_i (e n_e + \varepsilon_0 \nabla \mathbf{E}), \quad (2)$$

где \mathbf{j} – плотность полного тока; e , n_e , μ_e , D_\perp – заряд, концентрация, подвижность и коэффициент диффузии электронов; I_i и R_i соответствуют генерации и гибели ионов и электронов; Γ_i , μ_i , D_i – поток, подвижность и коэффициент диффузии ионов, \mathbf{E} – напряженность электрического поля; ε_0 – диэлектрическая постоянная.

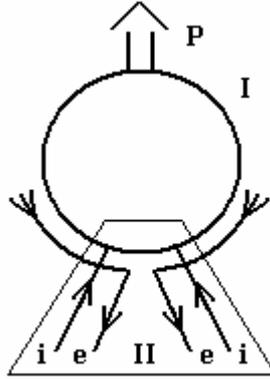


Рис. 1. Схема возможной кумуляции энергомассовых потоков электронов (e) и ионов (i) на пылевую частицу. P – результирующая сила, действующая на заряженную макрочастицу с самоформирующимся «реактивным двигателем». В области пространства I потоки близки к сферически симметричным; в конусе области II формируется кумулятивная струя потоков плазмы и осуществляется кумуляция электрического поля. В области II происходит бикумуляция электронного и ионного потоков

Система уравнений (1)–(2) в объеме газоразрядной плазмы вдали от электродов (что позволяет избавиться от проблем, связанных с граничными условиями) обычно решается по теории возмущения в пренебрежении токами смещения [2, 10, 11]. Порядок величины отдельных членов в (2) по отношению к члену, имеющему дрейфовую структуру, определяется следующими значениями: $\Omega \tau_M$, 1 , $(\mu_k / \mu_j) l_E / L$, l_u / L . Здесь Ω – характерная частота изменения заряда; $\tau_M = \varepsilon_0 / e n_e \mu_e$ – максвелловское время нейтрализации объемного заряда; L – характерный размер задачи; j_e , j_i – плотности токов электронов и ионов соответственно, $l_E = \varepsilon_0 E / e n_e$ – векторизованный размер изменения напряженности электрического поля \mathbf{E} , l_u – энергетическая длина пробега электронов. Многоточием обозначены члены, учитывающие диффузию ионов в (2). Обычно можно пренебречь диффузией ионов и их скоростным напором, полагая $l_i / L \ll 1$, что мы и сделаем. Учет диффузии ионов не повлияет существенно на решение поставленных задач, а без нее структура уравнений станет проще. Отметим, что векторизованный характерный размер изменения напряженности электрического поля определяется концентрацией электронов [10], а не ионов. При определенных условиях (в областях, где существенно нарушение нейтральности) эта неточность приводит к аналитическим ошибкам в размере кулоновской структуры или ее переходных профилей в несколько порядков. Связь l_E с радиусом Дебая r_D достаточно проста: $l_E = r_D^2 / l_u \gg r_D$. Перепад потенциала на длине l_E значительно превышает перепад потенциала, определяемого температурой электронов T_e на длине l_u [10, 11]. Формирование такого дальнего действующего, по сравнению с радиусом Дебая, энергетического потенциала может определять формообразование плазменных структур и их характерные размеры [11].

Малыми безразмерными параметрами предлагаемой теории возмущений являются следующие отношения: l_i / L , l_u / L , l_E / L , $\Omega \tau_M$, μ_i / μ_e , j_i / j_e , $\alpha_i \ll 1$, где α_i – степень ионизации газа ($\alpha_i \ll 10^{-6}$). В работах [10, 11] показано, что если параметры $\Omega \tau_M$, $(\mu_k / \mu_j) l_E / L$ и l_u / L малы, то полную систему гидродинамических уравнений и уравнение Пуассона можно решать по теории возмущений аналитически и численно, не считая плазму нейтральной. Сразу отметим, что малость параметра $(\mu_k / \mu_j) l_E / L \ll 1$ может соблюдаться и при $l_E / L \gg 10$, так как $\mu_k / \mu_j \ll 1$. Поэтому в рамках теории возмущений можно и в нулевом порядке продвинуться в область с существенным нарушением нейтральности [10, 11]. Таким образом, нулевое приближение разделяется на два случая:

- 1) дрейфовое или квазинейтральное, когда $l_E / L \ll 1$, и

2) пуассоновское, когда $l_E/L \sim 1$ (или даже $l_E/L \gg 1$), но $(\mu_k/\mu_j)l_E/L \ll 1$ (основной ток переносится электронами).

Дрейфовое поле в нулевом приближении

В нулевом или в так называемом дрейфовом приближении ($\rho = 0$ или $n_e = n_i = n$, $D_{i,\perp} = 0$) система уравнений (1)–(2) сводится к дрейфовому уравнению, в котором напряженность электрического поля связана с полной плотностью тока j соотношением

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{j}/e(n_e\mu_{0e} + n_i\mu_{0i}), \quad (3)$$

где индекс 0 обозначает, что подвижности рассчитаны в условиях выполнения однородности и стационарности функции распределения электронов и ионов. Напряженность электрического поля \mathbf{E}_0 можно называть дрейфовым полем или полем нулевого приближения в отличие от диффузионного или шоттковского поля. Определяется \mathbf{E}_0 не только плотностью тока, но и подвижностями и концентрациями электронов и ионов. Само поле может быть и неоднородным в пространстве, но функции распределения электронов и ионов в нулевом приближении будем считать однородными, не зависящими от градиентов параметров, и стационарными.

В нулевом приближении уравнение для ионов сводится к уравнению

$$\partial n/\partial t + \mathbf{j} \cdot \nabla (\mu_{0i}/\mu_{0e})/e = I_{i0} - R_{i0}. \quad (4)$$

Подвижность электронов является нелинейной функцией параметров, в частности параметра $\gamma = E/N$, а также определяется величиной разбалансировки процессов рождения и гибели электронов, колебательной температурой газа T_v , n_e/N и другими параметрами. Из уравнения (3) в нулевом приближении можно получить связь дивергенции напряженности электрического поля с градиентом концентрации электронов:

$$\nabla \mathbf{E}_0 = -(\mathbf{j} \cdot \nabla) \ln [\mu_{0j} n_e]/(e\mu_{0j} n_e) = -\mathbf{E}_0 \cdot \nabla \ln [\mu_{0j} n_e], \quad (5)$$

где $\mu_{0j} = \mu_{0e} + \mu_{0i}$.

В одномерном приближении с плоскостной, цилиндрической и сферической симметриями уравнение (4) может быть представлено в виде [2]

$$\partial n/\partial t + V_a \partial n/\partial r + k V_a n/r = I_{i0} - R_{i0}, \quad (6)$$

где $k = 0, 1, 2$ для плоского, цилиндрического и сферического случаев. V_a имеет размерность скорости и определяет профили параметров кумулятивно-диссипативных структур в газоразрядной плазме в нулевом приближении. Поэтому второй член в (6) называют амбиполярным дрейфом нейтральной плазмы в отличие от амбиполярной диффузии, появляющейся только в следующем приближении по параметру l_i/L развиваемой теории возмущений. Амбиполярный дрейф в плазме возникает при наличии различных зависимостей подвижностей электронов и ионов от параметра γ и может достигать в азоте величины до 70 м/с [2, 10]. Подвижность амбиполярного дрейфа в данном приближении определяется подвижностью основного иона. Амбиполярный дрейф в плазме при повышенных давлениях определяет профили параметров в разрядах в фарадеевом темном пространстве. Амбиполярный дрейф может возникать и как результат действия на ионы не только электрических сил, но и, например, силы тяжести или прокачки нейтрального газа со скоростью U_r и т.д. Если ионы заморожены в поток газа, то скорость плазменного ветра равна [10] $V_a = U_r + \mu_a \mathbf{E}_0$, где $\mu_a = \mu_i(\mu_i^* - \mu_e^*)/(1 + \mu_e^*)$ – амбиполярная подвижность [10], $\mu^* = \partial \ln \mu / \partial \ln \gamma$. Амбиполярный дрейф (а значит, и конвективная фокусировка) может быть обусловлен неоднородностью и нестационарностью функции распределения электронов в источниках и стоках ионов (I_{i0} и R_{i0}), плазмохимическими реакциями с участием ионов, а также нарушением нейтральности в неоднородной и нестационарной плазме [10], наличием прокачки газа, внешнего магнитного поля [2] и т.д. Выразить $\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}}$ через $\vec{\nabla} n_e$ можно только в одномерном приближении по x [10, 11] или по r [2].

Аналитические и численные модели

Стационарный квазинейтральный профиль в области II, в приближении реакция – дрейфовый амбиполярный перенос, описывается дифференциальным уравнением, следующим из (6):

$$d(Br^k n_e \gamma)/dr = -r^k n_e (v - \beta), \quad (7)$$

где $k = 0, 1, 2$ – плоский, цилиндрический и сферический случаи симметрии соответственно. При этом реакция в (7) учтена в виде:

- 1) ионизации электронным ударом с частотой v ,
- 2) гибель плазмы учтена частотой потерь β , при низких давлениях и низких концентрациях ионов определяется амбиполярной диффузией.

Уравнение (7) позволяет рассчитать коэффициент квазинейтральной кумуляции от радиуса r и следующих параметров:

- 1) концентраций электронов (и ионов),
- 2) приведенной напряженности электрического поля.

Отметим, что при $\gamma(r) > 40$ эффективная частота гибели плазмы в области развитой кумуляции мала по сравнению с частотой ионизации. Если дрейфовые скорости электронов и ионов представить в виде $\mu_e E = C\gamma^\alpha$, $\mu_i E = B\gamma$ (где $C = \text{const}$, $B = \text{const}$), то из (7) можно аналитически получить профиль приведенного электрического поля $\gamma(r)$ в квазинейтральном приближении:

$$\gamma(r) = -\ln \left[\exp(-A\gamma(0)) + Av_0(r-r_0)/B(1-\alpha) \right] / A. \quad (8)$$

Из (8) видно, что при $r_1 = r_0 - B(1-\alpha)/Av_0 \exp(A\gamma(0))$ величина $\gamma(r_1) = \infty$. Размер области перехода $r_v = B(1-\alpha)/Av_0 \exp(A\gamma(0))$ от $\gamma(0)$ к $\gamma(r_1) = \infty$ определяется подвижностью ионов (параметром B), показателем нелинейности дрейфовых потоков электронов и ионов по отношению друг к другу $(1-\alpha)$, параметром зависимости частоты прямой ионизации от напряженности электрического поля (A), значением частоты ионизации $v_0 \exp(A\gamma(0))$ при r_0 .

Следовательно, если область кумуляции определяется нелинейным процессом «амбиполярный дрейф - ионизация», то и ее минимальные размеры на пылевой частице должны изменяться в соответствии с отмеченными параметрами. Коэффициент кумуляции концентрации плазмы λ_n определяется в соответствии с уравнением (8):

$$\lambda_n = n_e/n_e(0) = 1/(\ln[\exp(-A\gamma(0)) + Av_0(r-r_0)/B(1-\alpha)])^\alpha r^k \quad (9)$$

и следует из условия сохранения тока электронов (в приближении $j_i/j_e \ll 1$).

При $\alpha = 1$ амбиполярный дрейф становится равен нулю и профили кумуляции параметров порядка исчезают. В этом случае следует учитывать иные процессы переноса для описания кумулятивных профилей.

Согласно (8) кумуляция приведенного поля ($\lambda_\gamma = \gamma/\gamma(0)$) не зависит от типа симметрии или геометрии кулоновской плазменной фокусирующей заряженной частицы линзы. На рис. 2 представлен профиль коэффициента кумуляции приведенного электрического поля λ_γ , качественно отражающий зависимость (8). Согласно (9) кумуляция концентрации или степени ионизации газа существенно определяется типом симметрии и зависит от величины k (рис. 3). Для всех трех одномерных случаев в данной работе аналитически получен один и тот же профиль приведенного электрического поля, и он близок к линейному (в пространстве) профилю на границе катодного слоя. Соотношение (8), таким образом, обосновывает предположение в модели Энгеля – Штеенбека о линейности профиля приведенной напряженности электрического поля E/N в области ее кумуляции у катода (рис. 2).

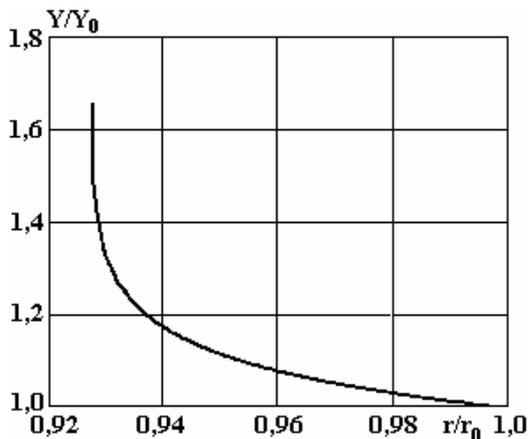


Рис. 2. Профиль напряженности электрического поля $E/E_0 = \gamma/\gamma_0$ в зависимости от r/r_0 в приближении амбиполярной дрейф-ионизации. Для $k = 0, 1, 2$ профили совпадают

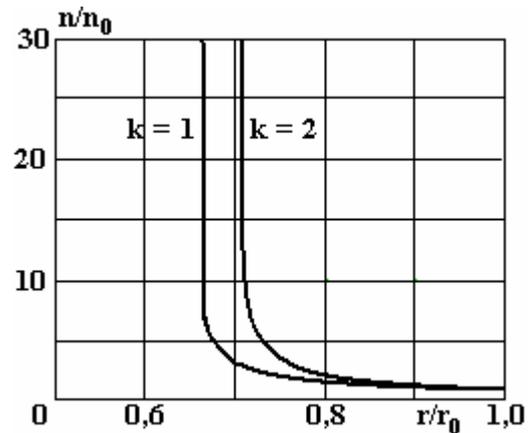


Рис. 3. Профиль приведенной концентрации электронов в зависимости от r/r_0 в приближении амбиполярной дрейф-ионизации для различных значений k

Модель (7) применима для описания неоднородных профилей параметров динамического порядка разряда и схлопывания тока в пределах $10^{-2} < \gamma < 200$ и охватывает широкий спектр нелинейных динамических явлений, в том числе и кумуляцию электрического поля в газоразрядной неравно-

весной плазме. Наличие процессов амбиполярной диффузии и диффузии, обусловленной нарушением нейтральности, не устраняет кумуляцию электрического поля [4], но длина области кумуляции изменяется соответствующим образом.

Оценка кумулятивно-реактивных эффектов

Рассчитать кумулятивно-реактивную тягу можно из (8)–(9). С учетом процессов термофореза численное решение этой системы – сложная самостоятельная задача. Мы оценим эту тягу в предположении, что основной ток стягивается в кумулятивно-реактивную струю согласно схеме на рис. 1. В случае сферической симметрии (при $k = 2$) отношение межчастичного расстояния R к характерному размеру пылевой частицы r в квадрате является коэффициентом простой кумуляции ионного тока $\lambda = (R/r)^2$. Импульс, передаваемый пылевой частице ионным током, пропорционален площади пятна, скорости ионов и плотности ионного тока j_i :

$$P_1 \sim 4\pi R^2 j_i(R)/e. \quad (10)$$

Если в области кумуляции ионный ток растет за счет ионизации, а относительная роль тока электронов падает из-за уменьшения их концентрации, как в обычном прикатодном слое, то тяга P_1 может возрасти в ξ раз, где ξ – коэффициент ионизационного усиления. Такое усиление ионного тока в структуре с ограниченной кумуляцией электрического поля в области пылевой частицы может происходить при достижении параметра E/N пробойных значений. Отметим, что параметр ξ является аналогом обратной величины второго коэффициента Таунсенда, который $\gamma_2 \sim 10^{-2}$. Это дает основание полагать, что ξ может быть порядка $1/\gamma_2 \sim 10^2$:

$$P_2 \sim 4\pi \xi R^2 j_i(R)/e. \quad (11)$$

Одновременная кумуляция ионного тока и электрического поля у пылевой частицы приводит к нагреву ее поверхности и газа со стороны кумуляции электрического поля и формированию асимметричных мощных сил термофореза. Если процессов, нарушающих кумуляцию, нет, то согласно взрывным решениям уравнений (8) и (9), ограниченными только размерами пылевой частицы, можно оценить мощность теплоподвода к одной из сторон пылевой частицы. Пусть нагрев происходит в результате прямых столкновений ионов с частицами газа, тогда мощность нагрева элемента объема газа равна:

$$Q(R) = E(R) j_i(R). \quad (12)$$

Электрическое поле $E(R)$ у поверхности частицы слабо растет согласно уравнению (8), а $Q(R)$ растет в направлении к частице, как $\sim 1/R^2$. В итоге кумуляции мощность асимметричного тепловыделения на частице с радиусом r может достигать величины

$$Q(r) = Q(R) \lambda \xi = \chi Q(R). \quad (13)$$

Если отношение межчастичных расстояний к размерам самих частиц $R/r = 200$ или 20 , то $\lambda = 40000$ или 400 . Если $\xi \sim 10^2$, то коэффициент кумуляции по тепловыделению $\chi = \lambda \xi \approx 4 \cdot 10^6$ или $4 \cdot 10^4$.

В результате проведенных оценок видно, что нагрев газа в области формирования кумуляции и ионизационного усиления на поверхности пылевой частицы может во много раз превосходить нагрев в однородной фоновой плазме. Возникающие в результате градиента температур силы термофореза могут приводить к движению частицы с большими скоростями.

Вторым важным механизмом, определяющим движение пылевой частицы, служит передача ей импульса потоком ионов при столкновениях. Это явление в литературе по исследованию пылевой плазмы известно под названием ионное увлечение [1]. При развитии кумулятивных процессов согласно нашей модели возможно многократное (в χ раз) усиление ионного потока на частицу с асимметричной кумуляцией на ее поверхности, что дает дополнительную силу в области кумуляции. Понятно, что при наличии ионизационного усиления конвективные процессы кумуляции электрической силы и энергомассовых потоков ограничиваются размерами пылинки, а также разрушаются колебаниями пылинок. Однако это отдельная задача.

Выводы

У поверхности заряженных пылевых частиц в плазме могут развиваться и усиливаться процессы асимметричной ионизации и кумуляции электрического поля, электронных и ионных потоков.

В области кумуляции, по достижении параметра E/N пробойных значений, ионный ток может расти (во много раз) за счет ионизации. Коэффициенты ионизационно-кумулятивного усиления могут достигать величин порядка 10^6 . Из-за саморазвивающихся процессов асимметричной кумуляции потока положительных ионов возникает асимметрия в нагреве поверхности пылевой частицы и в передаче ей импульса положительных ионов, в результате чего пылевая частица, заряженная отрицательным зарядом, будет двигаться в плазме с высокой скоростью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фортон В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. и др. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т.174. № 5. С. 495–544.
2. Высикайло Ф.И. Кумуляция электрического поля в диссипативных структурах в газоразрядной плазме // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071–1081.
3. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Обвивальнева А.А., Поляков Д.Н. Параметрическое возбуждение и стабилизация пылевых структур в тлеющем разряде с внешним периодическим наносекундным электрическим полем // Письма в ЖТФизики. 2007. Т.33. № 3. С. 87–94.
4. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
5. Абурджаниа. Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. М.: КомКнига, 2006. 328.с.
6. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988. 171 с.
7. Рабинович М. И., Езерский А. Б. Динамическая теория формообразования. М.: Янус-К, 1998. 192 с.
8. Samsonov D., Goree J., Ma Z.W., Bhattacharjee A., Thomas H.M., Morfill G.E. Mach Cones in a Coulomb Lattice and a Dusty Plasma// Phys. Rev. Letters. 1999. Vol. 83, N 18. P. 3649–3652.
9. Schweigert V. A., Schweigert I. V., Nosenko V., Goree J., Thomas H. M., Morfill G.E. Acceleration and orbits of charged particles beneath a monolayer plasma crystal // Physics of plasmas. 2002. Vol. 9, N 11. P. 4465–4472.
10. Высикайло Ф.И. Скачки параметров неоднородной столкновительной плазмы с током, обусловленные нарушением квазинейтральности // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 10. С. 1256–1261.
11. Высикайло Ф.И. О процессах сноса в плазме газового разряда // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 10. С. 1268–1270.

Поступила 13.03.08

Summary

The processes of asymmetric ionization and cumulation of electric field, as well as development of electron and ion flows can take place in plasma near the surface of the charged dust particles. In the region of asymmetric cumulation, ion and electron flows at the surface of a particle can grow many times over, that leads to an asymmetry heating of a dust particle surface and to an asymmetry of momentum transfer to particle, so a dust particle may move in plasma with high speed.
