

DOI: 10.5862/JPM.248.9

УДК: 533.924, 532

*В.Н.Савин, С.И. Мольков*

Петрозаводский государственный университет

## **УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЭМИССИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЗАРЯД МИКРО- И НАНОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ ДЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ**

Для описания процесса зарядки пылевой частицы в невозмущенной плазме с учетом различных видов эмиссии (вторичная, ионно-электронная, фото- и термополевая) в промежуточном режиме движения ионов используются уравнения баланса заряда и энергии, а также моментные уравнения и уравнение Пуассона. Такой подход связан с тем, что заряд пылевых частиц, определяемый параметрами указанной плазмы, существенно зависит от эмиссионных эффектов с поверхности частицы. Также значительное влияние на формирование ионного потока на поверхность пылевой частицы оказывают столкновения ионов с атомами и ионизация. Предложенная методика расчета позволяет решить выбранную систему уравнений для произвольных соотношений между длиной свободного пробега ионов, радиуса частицы и дебаевского радиуса. Показано, что эмиссия электронов снижает абсолютное значение заряда пылевой частицы. Столкновения с атомами ведут к торможению потока ионов на поверхность частицы, а толщина области возмущения плазмы растет с уменьшением частоты ионизации.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА, ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ, СТОЛКНОВЕНИЯ ИОНОВ И АТОМОВ, ИОНИЗАЦИЯ, ЗАРЯД НАНОЧАСТИЦ.

### **Введение**

Пылевая плазма представляет собой ионизированный газ, содержащий заряженные частицы конденсированного вещества. С помощью такой плазмы можно получать принципиально новые наноструктурированные и композитные материалы. Вопрос об электрическом заряде пылевых частиц, который они могут приобретать в плазме разряда, занимает одно и ведущих мест в физике пылевой плазмы [1]. Несмотря на то, что в ряде работ учитывается влияние столкновений и ионизации атомов газа при расчете ионного тока на поверхность частицы [2, 3], не развита теория зарядки пылевых частиц в промежуточном режиме, на стыке применимости диффузионно-дрейфового приближения

[4] и приближения ограниченного орбитального движения [5]. Активно развиваемые методы молекулярной динамики [6 – 8] или метод частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло [9], при моделировании реальных задач оказываются сложными. Решение подобных задач осложняется наличием процессов электронной эмиссии различного типа (вторичная, ионно-электронная, фото- и термополевая) с поверхности пылевых частиц. В данной работе режим движения ионов на поверхность пылевой частицы рассматривается с использованием моментных уравнений и уравнения Пуассона. Такое рассмотрение позволяет относительно просто учесть процессы эмиссии электронов с поверхности пылевой частицы.

### Система моментных уравнений и уравнение Пуассона

Для описания процесса зарядки сферической пылевой частицы радиуса  $a$  в случае промежуточного режима используем уравнения баланса частиц, уравнения движения и уравнение Пуассона [10] в сферической системе координат:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 n_i u_{ir} = n_e z_e, \quad n_e u_{er} = n_i u_{ir}, \quad (1)$$

$$T_e \frac{dn_e}{dr} = -en_e E_r - m_e n_e u_{er} v_{ea}, \quad (2)$$

$$m_i n_i u_{ir} \frac{du_{ir}}{dr} + T_i \frac{dn_i}{dr} = \\ = en_i E_r - \frac{m_i}{2} v_{ia} n_i u_{ir} - m_i u_{ir} n_e z_e, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d\phi}{dr} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad (4)$$

где  $r$  – координата,  $n_{i(e)}$  – концентрация ионов (электронов),  $u_{i(e)r}$  – радиальная направленная скорость ионов (электронов),  $z_e$  – частота ионизации,  $E_r$  – напряженность электрического поля,  $T_{i(e)}$  – температура ионов (электронов) в энергетических единицах,  $m_{i(e)}$  – масса ионов (электронов),  $v_{i(e)a}$  – частота столкновений ионов (электронов) с атомами,  $e$  – элементарный заряд,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Для электронов пренебрежение инерционным членом и объемными силами трения ( $v_{ea} = 0$ ) в силу малости радиальной направленной скорости, по сравнению с хаотической скоростью, позволяет получить простое уравнение движения электронов (2) с температурой  $T_e$ . В этом случае распределение электронов является больцмановским вне зависимости от режима движения ионов на поверхность пылевой частицы. Таким образом, плотность потока электронов на частицу следует выражению

$$J_{ew} = \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi_w}{T_e}\right), \quad (5)$$

где  $n_{e0}$  – концентрация электронов на границе области возмущения,  $\phi_w$  – потенциал поверхности пылевой частицы.

Введем безразмерные величины:

$$s = r/a, \quad N_i = n_i/n_{e0}, \quad N_e = n_e/n_{e0},$$

$$U_i = u_{ir}/u_0, \quad \eta = -e\phi/T_e, \quad Z = eaE_r/T_e,$$

где  $u_0 = \sqrt{T_e/m_i}$ .

Тогда уравнения (1) – (4) будут иметь следующий вид:

$$\frac{dN_i}{ds} = \delta_i \frac{N_e}{U_i} - 2 \frac{N_i}{s} - \frac{N_i}{U_i} \frac{dU_i}{ds}, \quad (6)$$

$$\frac{dN_e}{ds} = -N_e Z, \quad (7)$$

$$N_i U_i \frac{dU_i}{ds} + \frac{T_i}{T_e} \frac{dN_i}{ds} =$$

$$= N_i Z - \delta_c N_i U_i - \delta_i N_e U_i,$$

$$\frac{dZ}{ds} = \frac{1}{\alpha^2} (N_i - N_e) - \frac{2Z}{s}, \quad Z = \frac{d\eta}{ds}. \quad (9)$$

Безразмерные параметры подобия  $\alpha = \lambda_d/a$ ,  $\delta_c = a v_{ia}/2u_0$ ,  $\delta_i = a z_e/u_0$  определяются режимами зарядки пылевых частиц;  $\lambda_d = \sqrt{\epsilon_0 T_e / e^2 n_{e0}}$  – дебаевский радиус электронов [11];  $\tau = T_e/T_a$  – нормированная температура электронов, используемая в расчетах температуры атомов (ионов), при этом

$$T_a \approx T_i = 0,026 \text{ эВ (300 К)}.$$

Вблизи пылевой частицы квазинейтральность плазмы нарушается. Характерным масштабом области возмущения плазмы является дебаевский радиус электронов  $\lambda_d$ . Соотношения между характерными длинами задачи  $a$ ,  $\lambda_d$ ,  $\lambda_{ia}$  описывают определенный режим зарядки пылевых частиц в плазме разряда. Здесь  $\lambda_{ia} = 1/\sqrt{2} n_a \sigma_{ir}$  – длина свободного пробега иона,  $n_a$  – концентрация атомов,  $\sigma_{ir}$  – усредненное транспортное сечение столкновений ионов с атомами [12],  $v_{ia} = \sqrt{8T_a/\pi m_a}/\lambda_{ia}$ .

На границе области возмущения (обозначим ее  $r_0$ ) потенциал, электрическое поле и радиальная направленная скорость – нулевые, а концентрация ионов и электронов могут отличаться [1], т. е.

$$u_{ir}(r_0) = 0, \quad \phi(r_0) = 0, \quad E_r(r_0) = 0,$$

$$n_i(r_0) = n_{i0}, \quad n_e(r_0) = n_{e0}.$$

Для уединенной частицы  $n_{i0} = n_{e0} = n_0$ , где  $n_0$  – концентрация заряженных частиц невозмущенной плазмы; кроме того, для

указанной частицы неизвестна заранее толщина области возмущения  $r_0$ .

Заряд (потенциал) частицы в стационарном случае определяется уравнением баланса заряда [1]:

$$J_{iw} - J_{ew} + J_{em} = 0,$$

где  $J_{em}$  – суммарная плотность потока электронов эмиссии.

Плотность потока ионов на поверхности  $J_{iw}$ , а также потенциал поверхности определяются в результате решения системы дифференциальных уравнений в области возмущения. Необходимое значение  $r_0$  находится методом оптимизации (описан в работе [13]) по минимальному значению целевой функции

$$(J_{iw} - J_{ew} + J_{em})^2.$$

Данный подход позволяет определить размер области возмущения и получить распределение плазменных параметров в этой области, а также выражение для плотности потока ионов на поверхность частицы

$$J_{iw} = n_{e0} u_0 N_{iw} U_{iw},$$

где  $N_{iw}$ ,  $U_{iw}$  – нормированные концентрация и скорость ионов на поверхности частицы.

Для плазменного кристалла толщина  $r_0$  может превосходить радиус ячейки Зейтца – Вигнера

$$r_d = (3/4 \pi n_d)^{1/3},$$

где  $n_d$  – концентрация пылевых частиц.

В этом случае частицу нельзя рассматривать как уединенную, и в качестве оптимизируемого параметра на границе ячейки Зейтца – Вигнера следует выбрать концентрацию ионов

$$n_{i0} = n_i(r_d) > n_{e0}$$

при отрицательном заряде пылевых частиц и  $n_{i0} < n_{e0}$  при их положительном заряде. При этом соблюдается квазинейтральность ячейки Зейтца – Вигнера.

### Уравнения баланса частиц и энергии

Для определения заряда пылевых частиц с учетом процессов вторичной, ионно-электронной, фотоэлектронной и термоавтоэлектронной эмиссии совместно

решались уравнения баланса заряда и энергии на поверхности частиц [14]:

$$J_i = J_e - P_f [\bar{r} J_e \kappa_r + \bar{\delta} J_e \kappa_\delta + \gamma J_i \kappa_\gamma + Y J_{ph} \kappa_{pe} + J_{te} \kappa_w], \quad (10)$$

$$J_a \alpha_a 2(T_w - T_a) + J_{te} P_f \kappa_w 2T_w + a_0 \sigma_0 T_w^4 = J_i [E_a + \alpha_i (\epsilon_{iw} - 2T_w) - P_f \gamma \epsilon_\gamma \kappa_\gamma] + J_e [2T_e - P_f (\bar{r} 2T_e \kappa_r + \bar{\delta} \epsilon_\delta \kappa_\delta)] + J_{ph} (E_{ex} - P_f Y \epsilon_{pe} \kappa_{pe}), \quad (11)$$

где  $J_i$ ,  $J_e$ ,  $J_{ph}$ ,  $J_{th}$ ,  $J_a$  – плотности потоков ионов, электронов, резонансных фотонов, термополевых электронов и атомов на поверхность частицы (индекс стенки  $W$  опущен с целью упрощения выражения);  $T_w$  – температура поверхности пылевой частицы;  $\bar{r}$  и  $\bar{\delta}$  – усредненные по функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) коэффициенты вторичной электронной эмиссии для упругоотраженных и истинно вторичных электронов [15];  $\gamma$  – коэффициент ионно-электронной потенциальной эмиссии;  $Y$  – квантовый выход фотоэффекта;  $P_f$  – вероятность выхода электрона с шероховатой поверхности пылевой частицы без повторного столкновения [16];  $\alpha_a$ ,  $\alpha_i$  – коэффициенты аккомодации атомов и ионов [17];  $\sigma_0$  – постоянная Стефана – Больцмана;  $a_0$  – интегральная поглощательная способность пылевой частицы (степень черноты);  $\epsilon_{iw}$ ,  $\epsilon_\gamma$ ,  $\epsilon_\delta$ ,  $\epsilon_{pe}$  – величины кинетической энергии ионов и вторичных электронов при ионно-электронной эмиссии, истинно вторичных электронов и фотоэлектронов;  $E_{ex}$  – энергия возбуждения резонансных уровней.

Фактор  $k$  равен единице при отрицательном заряде пылевой частицы и  $\exp\{-e\phi_w/T\}$  – при положительном, так как электроны эмиссии испытывают дополнительное торможение. Температура  $T$  принимает значения  $T_e$ ,  $T_\delta$ ,  $T_\gamma$ ,  $T_{pe}$  [14] для соответствующих процессов и  $T_w$  – для электронов термополевой эмиссии.

В левой части уравнения баланса энергии стоят члены, учитывающие охлаждение пылевой частицы атомами, термоэлектронами и излучением, а в правой части – члены, учитывающие нагрев пылевой частицы ионами, электронами, резонансными фото-

нами и охлаждение соответствующими вторичными электронами.

В таблице приведены использованные в расчетах плотности потоков частиц и энергии, переносимых на поверхность пылевой частицы или с ее поверхности.

### Результаты расчета

На рис. 1 показаны расчетные зависимости нормированного потенциала поверхности гладкой пылевой частицы от  $\tau = T_e/T_a$  с учетом вышеперечисленных процессов эмиссии, включаемых в рас-

смотрение отдельно и вместе. Расчеты осуществлены по теории ограниченного орбитального движения (ООД) и по предложенной методике в режиме, который соответствует приближению ООД.

Были рассмотрены частицы из оксида алюминия  $Al_2O_3$  в разряде неона Ne при следующих параметрах:

$$\begin{aligned} a &= 1,5 \text{ мкм}, n_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}, \\ n_{e0} &= 10^{11} \text{ см}^{-3}, T_a = T_i = 300 \text{ К}. \end{aligned} \quad (12)$$

С использованием данных параметров рассчитаны потенциалы без учета эмиссии

Таблица

Выражения и расчетные формулы для плотностей потоков и энергии частиц различного типа

Тип частиц	Плотность потоков частиц	Расчетная формула для $J$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Энергия частиц, эВ
Атомы	$J_a = n_a \sqrt{\frac{T_a}{2\pi m_a}}$	$2,69 \cdot 10^6 n_a \sqrt{\mu}$	$2T_a = 0,052$
Электроны	$J_e = n_{e0} \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left\{\frac{e\varphi_w}{T_e}\right\}$	$2,69 \cdot 10^6 n_{e0} \sqrt{\tau} e^{-\eta_w}$	$2T_e = 0,052\tau$
Ионы	$J_i = n_{e0} \sqrt{\frac{T_e}{m_a}} N_{iw} U_{iw}$	$6,76 \cdot 10^6 n_{e0} \sqrt{\mu\tau} N_{iw} U_{iw}$	$\varepsilon_{iw} = \begin{cases} 2T_a - e\varphi_w, & = \\ 2T_a; & = \\ \begin{cases} 0,026(2 - z\tau), & \eta_w > 0; \\ 0,052, & \eta_w < 0 \end{cases} \end{cases}$
Фотоны	$J_{ph} = J_i \frac{Q_{ex}}{\beta_i}$ [15]	$6,76 \cdot 10^6 n_{e0} \sqrt{\mu\tau} N_{iw} U_{iw} \frac{Q_{ex}}{\beta_i}$	$E_{ex}$
Электроны термоавтоэлектронной эмиссии	$J_{te} = \frac{2\pi e^2}{h^2} \sqrt{\frac{m_e T_w}{2\pi}}  E_w  \times \exp\left(-\frac{W_0}{T_w} + \chi\right),$ [19] $\chi = \frac{1}{6} \left(\frac{eh}{4\pi}\right)^2 \frac{ E_w }{m_e T_w^3}$	$8,74 \cdot 10^{21} \frac{\{T_a[\text{эВ}]\}^{3/2}}{a[\text{эВ}]} \times \sqrt{\tau_w \tau}  Z_w  \exp\left\{-\frac{38,5W_0}{\tau_w} + \chi\right\},$ $\chi = \frac{3,18 \cdot 10^{-13}}{T_a[\text{эВ}]\{a[\text{см}]\}^2} \frac{( Z_w \tau)^2}{\tau_w^3}$	$2T_w = 0,052\tau_w$

Обозначения:  $Q_{ex}$  – константа скорости возбуждения резонансных уровней, распадающихся спонтанно [18];  $\beta_i$  – коэффициент ионизации;  $h$  – постоянная Планка. Остальные обозначения приведены в тексте.

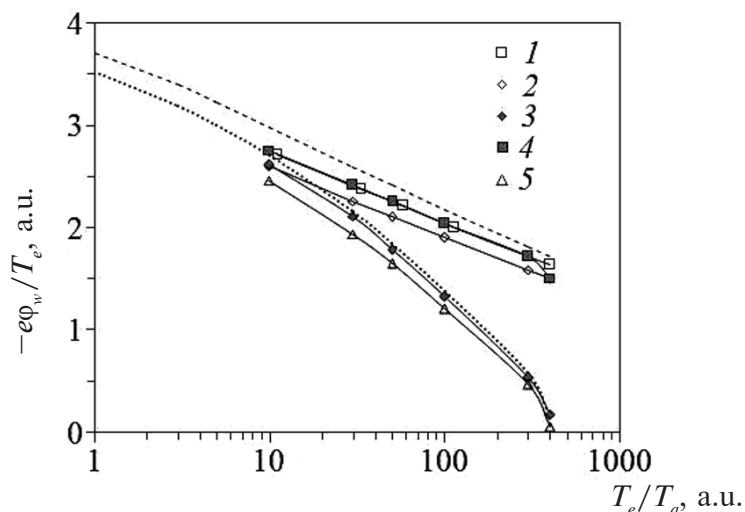


Рис. 1. Расчетные зависимости абсолютной величины потенциала поверхности гладкой пылевой частицы из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в плазме неона от отношения величин температуры электронов и атомов при значениях параметров (12) без учета эмиссии (пунктирная линия) и с учетом всех ее видов (точечная линия) согласно теории ООД. Те же зависимости рассчитаны по предложенной нами методике в режиме  $a \ll \lambda_d \ll \lambda_{ia}$  при следующих условиях: с учетом ионно-электронной и фотоэмиссии (2); вторичной (3) и термоавтоэлектронной (4) эмиссии; всех видов эмиссии (5), а также без эмиссии (1)

и с учетом всех типов эмиссии (см. рис. 1). По теории ООД были получены значения потенциала без учета эмиссии (пунктирная линия) и с учетом всех вышеперечисленных типов эмиссии (точечная линия). Сплошные линии относятся к результатам, полученным по предложенной методике, где каждый вид эмиссии рассматривался отдельно. Кроме того, получены результаты без учета эмиссии и с учетом совместного влияния всех видов эмиссии.

Сравнение полученных данных показывает, что результаты расчета по описанной методике близки к результатам, даваемым теорией ООД. Показано, что вторичная, ионно-электронная и фотоэмиссия с поверхности гладкой частицы снижают абсолютное значение потенциала поверхности пылевой частицы во всем рассмотренном диапазоне температур электронов. Влияние термоавтоэлектронной эмиссии на потенциал начинается с  $T_e/T_a \approx 300$  и увеличивается с ростом температуры электронов. Термоавтоэлектронный эмиссионный поток становится существенным по достижении температуры поверхности определенной величины, а именно

$$T_w \geq (W_0 - e\Delta\phi)/(50 - \ln(n_{e0}, \text{см}^{-3})).$$

Расчеты показывают, что шероховатость поверхности снижает влияние эмиссии электронов, и при достаточно высокой степени шероховатости

$$(\sim 0,8)(P_f \leq 0,325, \alpha_a \geq 0,822, \alpha_i \geq 0,956 [14])$$

эмиссией можно пренебречь.

На рис. 2 приведены рассчитанные по предложенной методике пространственные распределения концентраций заряженных частиц (ионов и электронов) плазмы, абсолютных величин направленной скорости ионов и потенциала в области возмущения плазмы пылевой частицей. Вертикальные линии обозначают координаты границ областей возмущения для каждого конкретного случая. Расчеты были проведены для уединенной частицы в разряде неона без учета эмиссии, при  $\lambda_d/a = 1$ , для характерных при разрядных условиях значений  $\delta_c = av_{ia}/2u_0$  от 0,1 до 10 и  $\delta_i = az_e/u_0$  в диапазоне от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$ . С ростом частоты столкновений концентрация и направленная скорость ионов уменьшаются, что вызвано ростом влияния столкновительного члена в уравнении движения ионов.

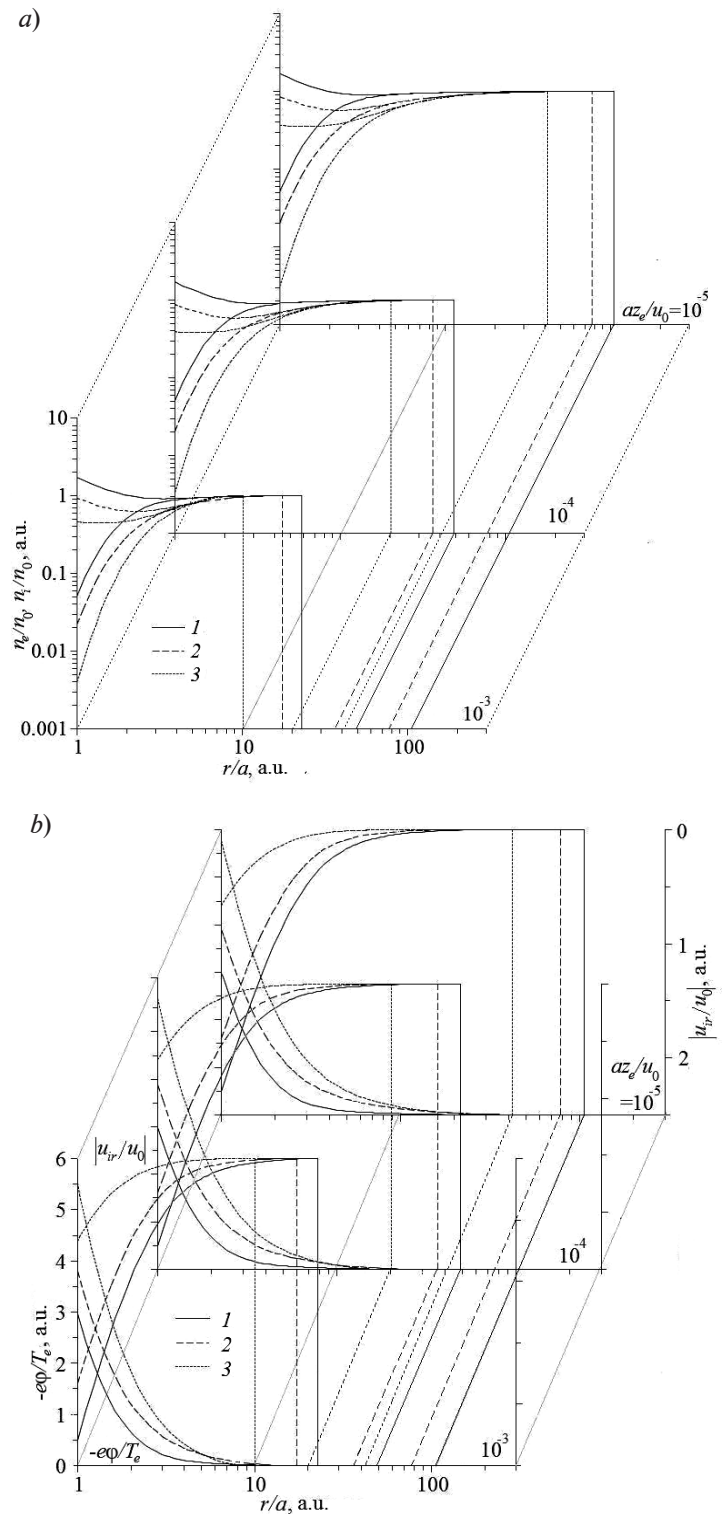


Рис. 2. Распределения концентраций заряженных частиц плазмы (а), а также абсолютного значения потенциала и направленной скорости ионов (б) в зависимости от радиальной координаты, полученные методом оптимизации при  $\lambda_d/a = 1$  и в диапазоне значений  $az_e/u_0$  от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  для различных значений  $av_{ia}/2u_0$ : 0,1 (1); 1 (2); 10 (3); на рис. 2, а семейства кривых, лежащих выше, относятся к ионам, а ниже – к электронам



Уменьшение концентрации и скорости ионов означает снижение плотности ионного потока, что приводит к уменьшению плотности электронного потока (согласно уравнению баланса заряда) и, соответственно, к росту абсолютного нормированного значения потенциала на поверхности и в окрестности пылевой частицы.

Изменение частоты ионизации для уединенной частицы не сказывается на рассчитанных плазменных параметрах, так как в рассмотренном диапазоне значений  $v_{ia} \gg z_e$  влияние объемного трения, вызванного столкновениями ионов и атомов, много больше влияния трения, вызванного ионизацией (на рисунках этот эффект не прослеживается). Однако уменьшение частоты ионизации приводит к увеличению толщины области возмущения.

На рис. 3 представлены графики распределения концентраций ионов и электронов, а также абсолютных значений потенциала и радиальной скорости ионов, которые показывают переход от уединенной частицы к плотной плазменно-пылевой структуре.

Приведенные графики получены при значениях параметров  $\lambda_d/a = 1$ ,  $av_{ia}/2u_0 = 1$ . Кривые 1, соответствующие распределениям для уединенной частицы, получены при  $az_e/u_0 = 0,001$ . Кривые 2 ( $az_e/u_0 = 0,01$ ) и 3 ( $az_e/u_0 = 0,1$ ) соответствуют распределениям в ячейке Зейтца – Вигнера, с повышенной частотой  $z_e$ . При этом частота ионизации для значения  $az_e/u_0 = 0,1$  (кривые 3) выше, чем для значения 0,01 (кривые 2); соответственно, во втором случае радиус ячейки  $r_{d2}$  будет меньше, чем в первом ( $r_{d1}$ ). Величины соответствующих нормированных радиусов приведены в подписи к рис. 3.

### Заключение

В настоящей работе для описания процесса зарядки пылевой частицы используются моментные уравнения и уравнение Пуассона. Предложена методика решения данной системы уравнений, позволяющая получить плотность потока ионов и потенциал на поверхности пылевой частицы, а также толщину области возмущения плаз-

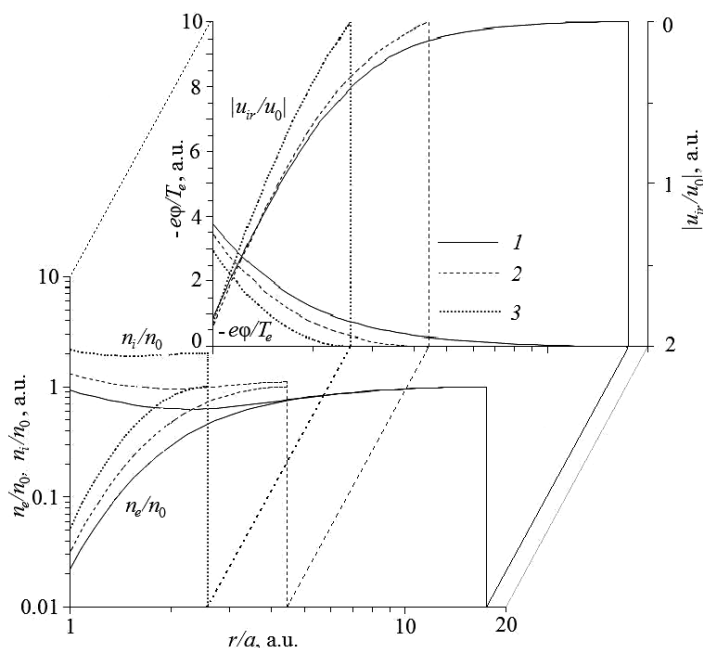


Рис. 3. Распределения концентраций заряженных частиц плазмы ( $n_e/n_0$  и  $n_i/n_0$ ), абсолютных величин потенциала ( $-e\phi/T_e$ ) и радиальной скорости ( $u_r/u_0$ ) при фиксированных значениях параметров  $\lambda_d/a = 1$ ,  $av_{ia}/2u_0 = 1$  и при разных значениях  $az_e/u_0$ : 0,001 (1); 0,01 (2); 0,1 (3); им соответствуют нормированные радиусы  $r_0/a = 17,457$  (1),  $r_{d1}/a = 4,441$  (2),  $r_{d2}/a = 2,574$  (3)



мы и распределения плазменных параметров в этой области с учетом столкновений, ионизации, а также эмиссии электронов и шероховатости поверхности.

Полученные результаты расчетов говорят о том, что столкновения ионов с атомами снижают плотность ионного потока на поверхность частицы и приводят к росту потенциала (заряда) по абсолютной величине. Уменьшение частоты ионизации

электронным ударом ведет к росту толщины области возмущения.

Показано, что эмиссия электронов и шероховатость поверхности оказывают значительное влияние на процесс зарядки пылевых частиц и снижают по абсолютной величине потенциал поверхности пылевой частицы. Данные процессы должны учитываться в экспериментах и теоретических моделях.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортгов В.Е. Храпак А.Г., Храпак С.А. Пылевая плазма: эксперимент и теория. М.: Физматлит, 2009. 315 с.
- [2] Сысун В.И., Игнахин В.С. Радиальная теория ионного тока на зонд в плазме низкого давления с учетом объемной ионизации и столкновений с атомами // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 4. С. 377–386.
- [3] Crespo R.M. Complete parametrization of the plasma-sheath transition and  $I-V$  curves for a cylindrical or spherical Langmuir probe according to the features of the probe, simultaneously including geometry, ionization, and collisions // Plasma Sources Sci. Technol. 2015. Vol. 24. No. 4. P. 045012.
- [4] Филиппов А.В., Дятко Н.А., Костенко А.С. Исследование зарядки пылевых частиц в слабоионизованных инертных газах с учетом нелокальности функции распределения электронов по энергии // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. № 5. С. 1122–1134.
- [5] Chung P.M., Talbot L., Touryan K.J. Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application. New York: Springer, 1975.
- [6] Ваулина О.С., Репин А.Ю., Петров О.Ф. Эмпирическая аппроксимация для ионного тока на поверхность пылевой частицы в слабоионизованной газоразрядной плазме // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 6. С. 528–532.
- [7] Шелестов А.С., Сысун А.В. Моделирование процесса зарядки пылевой частицы в плазме низкого давления методом молекулярной динамики // Фундаментальные исследования. 2006. № 12. С. 74–76.
- [8] Сысун А.В., Сысун В.И., Хахаев А.Д., Шелестов А.С. Зависимость потенциала и заряда пылевой частицы от межчастичного расстояния и его установление в плазме низкого давления // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 6. С. 548–555.
- [9] Voef J.P. Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. No. 12. P. 7910.
- [10] Forrest J.P., Franklin R.N. The theory of the positive column including space-charge effects // J. Phys. D. Appl. Phys. 1968. Vol. 1. No. 10. Pp. 1357–1368.
- [11] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 2009. 736 с.
- [12] Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1985. 424 с.
- [13] Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. М.: Мир, 1985. 509 с.
- [14] Мольков С.И., Савин В.Н. Влияние процессов электронной эмиссии на заряд пылевых частиц в упорядоченных плазменно-пылевых структурах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 1 (165). С. 80–85.
- [15] Мольков С.И. Влияние процессов на стенках капилляра на параметры плазмы положительного столба разряда низкого давления // Ученые записки Петрозаводского гос. ун-та. Естественные и технические науки. 2012. № 2 (123). С. 88–95.
- [16] Мольков С.И. Влияние шероховатости поверхности стенок газоразрядной камеры на работу газоразрядных лазеров // Лазеры, измерения, информация. Сб. научных трудов. Т. 1. СПб: Изд-во Политехнического ун-та, 2010. С. 14–15.
- [17] Мольков С.И., Степанов В.А. Расчет параметров плазмы разряда низкого давления с учетом элементарных процессов на поверхности стенок разрядной трубки // Электронная техника. 1986. Сер. 4, №. 4. С. 15–22.
- [18] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 976 с.
- [19] Murphy E.L., Good (Jr.) R.H. Thermionic emission, field emission and transition region // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. No. 6. Pp. 1464–1473.



### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**САВИН Василий Николаевич** – аспирант кафедры электроники и электроэнергетики Петрозаводского государственного университета.

185910, Российская Федерация, г. Петрозаводск, пр. Ленина, 33  
mored@onego.ru

**МОЛЬКОВ Сергей Иванович** – доктор физико-математических наук, доцент кафедры электроники и электроэнергетики Петрозаводского государственного университета.

185910, Российская Федерация, г. Петрозаводск, пр. Ленина, 33  
tandem@onego.ru

### *Savin V.N., Mol'kov S.I.* THE EFFECT OF ELECTRON EMISSION PROCESSES ON MICRO- AND NANOPARTICLE CHARGES IN THE DUSTY PLASMA: THE ACCOUNTING FOR ENGINEERING.

In this paper, the charge-balance, the energy-balance and the moment equations and Poisson's equation have been used to describe the charging process for a dust particle in the undisturbed plasma with taking into account an emission variety (secondary electron, electron-ion, thermal-field electron and photoelectron ones) in the intermediate regime of ion motion. Such an approach was associated with the fact that the dust-particle charge specified by the parameters of the above-mentioned plasma depends heavily on the electron emission from the particle surface. Collisions between ions and atoms as well as ionization also essentially affect the formation of the ion flux onto the surface of dust particles. The computational procedure put forward by us allowed solving the chosen set of equations for an arbitrary relationship between the ion mean free path, the particle radius and the Debye length. The electron emission was shown to decrease the absolute value of the dust-particle charge. Moreover, the collisions with atoms lead to the ion flux deceleration onto the particle surface whereas the depth of the disturbance space of plasma increased with decreasing the ionization frequency.

DUSTY PLASMA, ELECTRON EMISSION, ION-ATOM COLLISIONS, IONIZATION, NANOPARTICLE CHARGE.

### REFERENCES

- [1] **O.S. Vaulina, O.F. Petrov, V.E. Fortov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak**, Pylevaya plazma: eksperiment i teoriya [Dusty plasma: experiments and theory]. M.: Fizmatlit, 2009.
- [2] **V.I. Sysun, V.S. Ignakhin**, Radialnaya teoriya ionnogo toka na zond v plazme nizkogo davleniya s uchetom obyemnoy ionizatsii i stolkoveniy s atomami [Radial theory of the probe ion current in the low-pressure plasma with accounting of the volume ionization and collisions with atoms], Fizika plazmy. 37 (4) (2011) 377–386.
- [3] **R.M. Crespo**, Complete parametrization of the plasma-sheath transition and  $I$ - $V$  curves for a cylindrical or spherical Langmuir probe according to the features of the probe, simultaneously including geometry, ionization, and collisions, Plasma Sources Sci. Technol. 24 (4)(2015) 045012.
- [4] **A.V. Filippov, N.A. Dyatko, A.S. Kostenko**, Issledovaniye zaryadki pylevykh chastits v slaboionizovannykh inertnykh gazakh s uchetom nelokalnosti funktsii raspredeleniya elektronov po energii [Investigation of the dust-particle charging in the slightly ionized gases with accounting of the nonlocality of the electron energy distribution], ZhETF. 146 (5) (2014) 1122–1134.
- [5] **P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan**, Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application, Springer, N.Y., 1975.
- [6] **O.S. Vaulina, A.Yu. Repin., O.F. Petrov**, Empiricheskaya approksimatsiya dlya ionnogo toka na poverkhnost pylevoy chastitsy v slaboionizovannoy gazorazryadnoy plazme [An empirical approximation for the ion current over the dusty-particle surface in the slightly ionized gas-discharged plasma], Fizika plazmy. 32 (6) (2006) 528–532.
- [7] **A.S. Shelestov, A.V. Sysun**, Modelirovaniye protsessa zaryadki pylevoy chastitsy v plazme nizkogo davleniya metodom molekulyarnoy dinamiki, Fundamentalnyye issledovaniya [The simulation of the process of the dusty-particle charging in the low-pressure plasma by the molecular dynamics method. Fundamental studies]. No. 12 (2006) 74–76.
- [8] **A.V. Sysun, V.I. Sysun, A.D. Khakhayev, A.S. Shelestov**, Zavisimost potentsiala i zaryada pylevoy chastitsy ot mezhchastichnogo rasstoyaniya i yego ustanovleniye v plazme nizkogo davleniya [The



relationship between the dusty-particle potential, its charge and an interparticle distance, and the distance determination in the low-pressure plasma], *Fizika plazmy*. 34 (6) (2008) 548–555.

[9] **J.P. Boeuf**, Characteristics of a dusty nonthermal plasma from a particle-in-cell Monte Carlo simulation, *Phys. Rev. A*. 46 (12) (1992) 7910.

[10] **J.R. Forrest, R.N. Franklin**, The theory of the positive column including space-charge effects, *J. Phys. D., Appl. Phys.* 1 (10) (1968) 1357–1368.

[11] **Yu.P. Rayzer**, *Fizika gazovogo razryada* [Physics of the gas discharge], 3d ed., Moscow, Nauka, 2009.

[12] **B.M. Smirnov**, *Fizika slaboionizovannogo gaza* [Physics of the light-ionized gas]. Moscow, Nauka, 1985.

[13] **F. Gill, U. Myurrey, M. Rayt**, *Prakticheskaya optimizatsiya* [Practical optimization], Moscow, Mir, 1985.

[14] **S.I. Molkov, V.N. Savin**, Influence of electron emission processes on the charge of dust particles in ordered plasma-dust structures, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. No. 1(165) (2013) 80–85.

[15] **S.I. Molkov**, Vliyanie protsessov na stenkakh kapillyara na parametry plazmy polozhitelnogo stolba razryada nizkogo davleniya

[An influence of the capillary-wall processes on the plasma parameters of the positive low-pressure discharge column], *Uchenyye Zapiski Petrozavodskogo Gosudarstvennogo Universiteta. Yestestvennyye i tekhnicheskiye nauki*. 2012. No. 2 (123) (2012) 88–95.

[16] **S.I. Molkov**, Vliyanie sherokhovatosti poverkhnosti stenok gazorazryadnoy kamery na rabotu gazorazryadnykh lazerov [An influence of the roughness of the gas-discharge chamber walls' surface on the gas-discharge laser operation], In: *Lazery, izmereniya, informatsiya: Sb. nauchnykh trudov*. Vol.1. St. Petersburg, Izd-vo SPbPU, 2010, 14–15.

[17] **S.I. Molkov, V.A. Stepanov**, Raschet parametrov plazmy razryada nizkogo davleniya s ucheto elementarnykh protsessov na poverkhnosti stenok razryadnoy trubki [The calculation of the parameters of the low-pressure discharge plasma with accounting of the elementary processes on the surface of the discharge tube's walls], *Elektronnaya tekhnika*. 1986. 4(4) (1986) 15–22.

[18] **L.M. Biberman, V.S. Vorobyev, I.T. Yakubov**, *Kinetika neravnovesnoy nizko-temperaturnoy plazmy* [The kinetics of the non-equilibrium low-temperature plasma], Moscow, Nauka, 1982.

[19] **E.L. Murphy, R.H. Good(Jr.)**, Thermionic emission, field emission, and transition region, *Phys. Rev.* 102 (6) (1956) 1464–1473.

#### THE AUTHORS

**SAVIN Vasiliy N.**

*Petrozavodsk State University*

33, Lenina Ave., 185910, Petrozavodsk, Russian Federation

moped@onego.ru

**MOL'KOV Sergey I.**

*Petrozavodsk State University*

33, Lenina Ave., 185910, Petrozavodsk, Russian Federation

tandem@onego.ru