

Влияние примеси кислорода на структуру комплексной плазмы в разряде постоянного тока

А. В. Зобнин, А. М. Липаев и А. Д. Усачев

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

E-mail: zobnin@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2022 г.

Аннотация. В условиях плазмы с низкой степенью ионизации, характерной для экспериментов с комплексной плазмой, даже малая примесь кислорода в инертном газе приводит к появлению достаточного количества отрицательных ионов, чтобы оказать существенное влияние на заряды и пространственное распределение пылевых микрочастиц. В работе представлена модель продольно-однородного положительного столба разряда постоянного тока в неоне с примесью кислорода и с облаком микрочастиц. Модель адаптирована к условиям экспериментов на установке “Плазменный кристалл-4” [1] на борту Международной космической станции в условиях микрогравитации. Расчеты показывают, что уже при концентрации примеси кислорода в неоне на уровне 0.1% отношение концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов на оси разряда может составлять более 5. Наличие облака отрицательных ионов приводит к своеобразной конкуренции между отрицательными ионами и отрицательно заряженными микрочастицами за положение вблизи оси разряда. В результате этой конкуренции распределение концентрации микрочастиц приобретает провал вблизи оси разряда, а ширина потока отрицательных ионов несколько возрастает по сравнению с разрядом без микрочастиц. <https://doi.org/10.33849/2022104>

1. ВВЕДЕНИЕ

Комплексная плазма является примером неравновесной самоорганизующейся системы, состоящей из большого числа макроскопических частиц, обычно микронных размеров, находящихся в низкотемпературной плазме и приобретающих заряд вследствие потоков электронов и ионов. Частицы микронных размеров удобно наблюдать оптическими методами. Сильное взаимодействие микрочастиц друг с другом, а также с полями и потоками заряженных частиц в плазме приводит к формированию упорядоченных структур различных типов, от слабо упорядоченного “жидкостного”, или даже “газообразного” состояния [2] состояния до вполне упорядоченных “плазменных кристаллов” [3]. В ряде случаев формируются линейно упорядоченные структуры наподобие струн, состоящих из эквидистантно расположенных микрочастиц, при том, что “струны” могут располагаться неупорядоченно друг относительно друга, или находиться в движении. В комплексной плазме часто наблюдаются коллективные движения микрочастиц в виде вихрей или волн плотности.

В настоящее время продолжают исследования комплексной плазмы в условиях микрогравитации на установке “Плазменный кристалл-4” [1] на борту Международной космической станции. В ходе этих экспериментов обнаружены новые явления, связанные со взаимодействием пылевых структур с разрядом постоянного тока, такие как значительное увеличение яркости свечения разряда в области расположения протяженного пылевого облака [4], поперечная неустойчивость разряда [5], распространение пыле-ионизационных волн [6], изменение характера упорядоченности пылевой структуры со временем (нарастание длины цепочек частиц) [7] и др.

В связи с сильным взаимным влиянием плазмы на пылевые частицы и пылевых частиц на параметры газоразрядной плазмы представляет интерес проанализировать влияние примесей молекул, способных образовывать отрицательные ионы, на свойства пылевых структур

в газоразрядной плазме. Молекулярные примеси могут поступать в плазму как вследствие натекания атмосферного воздуха, так и вследствие плазменного травления микрочастиц и стенок разрядной камеры. Ранее в работе [8] было показано, что в условиях плазмы с низкой степенью ионизации, характерной для экспериментов с комплексной плазмой, даже малая (сотые доли процента) примесь кислорода в инертном газе приводит к появлению достаточного количества отрицательных ионов, чтобы оказать существенное влияние на заряды пылевых частиц и длину экранирования. К сожалению, модель плазмы, использованная в [8], предполагала подобие пространственных профилей как положительных, так и отрицательных ионов, поэтому в ней не был описан эффект пространственного перераспределения отрицательных ионов вследствие дрейфа в поле амбиполярной диффузии. Кроме того, расчет зарядов микрочастиц проводился в бесстолкновительном приближении, которое нарушается уже при сравнительно небольших давлениях.

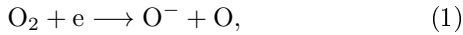
В данной работе представлена модель продольно-однородного положительного столба разряда постоянного тока в неоне с примесью кислорода и с облаком микрочастиц. Приводится анализ влияния отрицательных ионов на заряды микрочастиц и условия равновесия микрочастиц в самосогласованном радиальном поле. Модель адаптирована к условиям экспериментов на установке “Плазменный кристалл-4” в условиях микрогравитации.

2. МОДЕЛЬ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ И ПЫЛЕВОЙ КОМПОНЕНТОЙ

Применим полуфеноменологический подход к описанию продольно-однородного положительного столба разряда постоянного тока в неоне с примесью кислорода и с облаком микрочастиц. Эффективная температура электронов, определяющая отношение коэффициента диффузии электронов к их подвижности, а также

поток электронов на заряженную микрочастицу задается как внешний параметр. Продольное поле разряда постоянного тока тоже считается заданным. Используется диффузионно-дрейфовое приближение для описания динамики ионов. Положение пылевых частиц определяется балансом электрической силы и термофоретической силы, силами ионного увлечения в данной модели пренебрегаем.

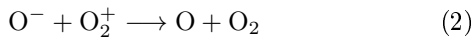
Для количественных оценок концентрации и пространственного распределения отрицательных ионов и их влияния на радиальный профиль концентрации пылевых частиц примем следующие параметры разряда. Плазмообразующим газом является неон, содержащий 0.1% кислорода при давлении 100 Па и температуре 300 К. Разряд горит в стеклянной трубке внутренним диаметром 30 мм. Частицы, инжестированные в плазму, имеют диаметр $2r_d = 3.38$ мкм. Концентрация электронов на оси разряда $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$, продольное поле $E_z = 300 \text{ В/м}$, эффективная температура электронов $T_e = 5 \text{ эВ}$ (для удобства будем везде в формулах считать температуру электронов выраженной в электрон-вольтах), что соответствует результатам зондовых измерений на наземном аналоге установки при токе разряда 1 мА. Предполагается, что все ионы, присутствующие в плазме, являются ионами кислорода O_2^+ , или O^- . Это предположение основывается на относительно малой энергии ионизации молекулы кислорода и на том, что при невысоких давлениях основной механизм образования отрицательных ионов — это диссоциативное прилипание электрона. Основным процессом образования отрицательных ионов является реакция



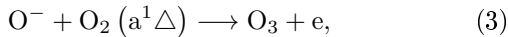
скорость которой $k_a = 8.8 \cdot 10^{-17} \exp(-4.4/T_e) \approx 3.7 \cdot 10^{-17} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [9].

Основным положительным ионом является положительный ион молекулярного кислорода, поскольку молекула кислорода обладает наименьшей энергией ионизации.

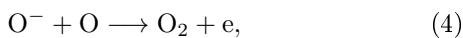
Гибель отрицательных ионов происходит в реакции рекомбинации



со скоростью $K_r = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [9], в реакции с синглетным кислородом



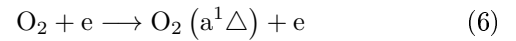
имеющей скорость $k_{d1} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [10], и в реакции с атомарным кислородом



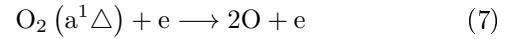
имеющей скорость $k_{d2} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [10]. Синглетный и атомарный кислород могут накапливаться в разряде в заметных концентрациях, так как вероятность гибели на стеклянной стенке для синглетного кислорода составляет $\gamma_1 = 3 \cdot 10^{-5}$ [11], а для рекомбинации атомарного кислорода $\gamma_2 = 2 \cdot 10^{-4}$ [12]. Скорость гибели на стенке

$$\nu_{\text{loss}} = \frac{2\gamma v_t}{R}, \quad (5)$$

где v_t — тепловая скорость молекулы или атома, а R — радиус разрядной трубки. Для этих компонент ν_{loss} много меньше скорости диффузии D/R^2 , где D — коэффициент диффузии, вследствие чего их концентрация не зависит от радиуса. Для других возбужденных состояний кислорода эффективность гибели на стенках на порядки выше, так что их концентрация при принятых параметрах разряда пренебрежимо мала, так же как и концентрация метастабильных атомов неона, которые эффективно тушатся даже малой примесью кислорода в реакции Пеннинга. Для определения концентрации синглетного кислорода нужно поделить скорость возбуждения



с константой скорости $k_6 = 1.7 \cdot 10^{-15} \exp(-3.1/T_e) \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [9] на суммарную скорость гибели. Наибольший вклад в тушение синглетного кислорода вносят реакции тушения электронами (обратная реакция (6)), реакция диссоциации электронным ударом



с константой скорости $k_7 = 4.2 \cdot 10^{-15} \exp(-4.6/T_e) \approx 1.67 \cdot 10^{-15} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [9] и гибель на стенке трубки. Отношения концентраций синглетного кислорода к кислороду в основном состоянии

$$\frac{[O_2(a^1\Delta)]}{[O_2(X)]} = \left(\frac{g_X}{g_a} \exp\left(\frac{0.98}{T_e}\right) + \frac{k_7}{k_6} + \frac{2\gamma_1 v_t}{R\bar{n}_e k_6} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где $[O_2(a^1\Delta)]$ — концентрация синглетного кислорода, $[O_2(X)]$ — концентрация кислорода в основном состоянии, g_X/g_a — отношение статсумм основного и возбужденного состояния, $\bar{n}_e$ — средняя по сечению разряда концентрация электронов (определяется заданной на оси разряда концентрацией и радиальным профилем, найденным из самосогласованного расчета), $v_t = 445 \text{ м/с}$ — тепловая скорость молекул кислорода.

Аналогичным образом можно рассчитать концентрацию атомарного кислорода, исходя из баланса скорости диссоциации в реакциях (1), (7) и реакции



с участием кислорода в основном состоянии с константой скорости $k_9 = 1.51 \cdot 10^{-15} \exp(-4.15/T_e) \approx 6.6 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$ [9] и скорости гибели атомов на стенках разрядной трубки и поверхностях пылевых частиц. Для вероятности гибели атомарного кислорода на поверхности полимерной частицы примем оценку 0.1. Тогда

$$\frac{[O]}{[O_2]} = \frac{(k_a + k_9) \bar{n}_e R^2}{v_t (2\gamma_2 R + 0.4\bar{n}_d r_d^2)}, \quad (10)$$

где $\bar{n}_d$ — линейная концентрация макрочастиц на единицу длины облака (в расчетах задавался радиус облака, а концентрация частиц и линейная концентрация определялась в ходе расчетов самосогласованным образом),

здесь $v_t = 630$ м/с — тепловая скорость атомов кислорода.

Расчеты концентраций заряженных частиц будем проводить в рамках продольно-однородной диффузионно-дрейфовой модели разряда с больцмановским распределением электронов по радиусу. Поле амбиполярной диффузии в предположении больцмановского распределения электронов определяется уравнением

$$E_r = -T_e \frac{\nabla n_e}{n_e}, \quad (11)$$

где E_r — радиальное поле, n_e — концентрация электронов. Тогда уравнения непрерывности потоков положительных и отрицательных ионов имеют вид

$$D_+ \nabla \left(\nabla n_{i+} + \frac{\tau n_{i+} \nabla n_e}{n_e} \right) = K_r n_{i+} n_{i-} + K_d n_d n_e - \nu_i n_e, \quad (12a)$$

$$D_- \nabla \left(\nabla n_{i-} - \frac{\tau n_{i-} \nabla n_e}{n_e} \right) = K_r n_{i+} n_{i-} + \nu_d n_{i-} - \nu_a n_e, \quad (12b)$$

где $D_+ = 0.021$ м²с⁻¹ и $D_- = 0.019$ м²с⁻¹ — коэффициенты диффузии положительных и отрицательных ионов, соответственно [13], n_{i+} и n_{i-} — концентрации положительных и отрицательных ионов, $\tau = 200$ — отношение температур электронов и ионов, ν_i — частота ионизации, K_d — коэффициент рекомбинации ионов и электронов на пылевых частицах, n_d — концентрация макрочастиц.

$$K_d = r_d^2 \left(\frac{8\pi e T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \chi \exp \left(\frac{\varphi_s}{T_e} \right), \quad (13)$$

где φ_s — потенциал поверхности частицы, $\chi = 1 - R_e$, где R_e — коэффициент отражения электронов от поверхности частицы, $\nu_a = k_a [\text{O}_2] = 925$ с⁻¹ — частота диссоциативного прилипания, $\nu_d = k_{d1} [\text{O}_2 (a^1\Delta)] + k_{d2} [\text{O}]$ — частота ионизации отрицательных ионов.

Потенциал поверхности пылевых частиц находится из условия баланса потоков электронов и положительных ионов (потоком отрицательных ионов можно пренебречь ввиду малой температуры газа и отрицательных ионов по сравнению с температурой электронов). Поток электронов на частицу дается выражением

$$J_e = n_e K_d (\varphi_s), \quad (14)$$

а поток ионов может быть представлен как сумма бесстолкновительного потока и потока, обусловленного столкновениями ионов с нейтральными атомами [14]

$$\begin{aligned} I_i &= I_{\text{OML}} + I_{\text{col}} = \\ &= \pi r_d^2 n_{i+} \left(\frac{8k_B T}{\pi m_{i+}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{e\varphi_s}{k_B T} \right) + \left(\frac{4\pi}{3} \right) R_c^3 n_{i+} \nu, \end{aligned} \quad (15)$$

где m_{i+} — масса положительного иона (молекулы кислорода), $\nu = k_B T / (m_{i+} D_+)$ — частота столкновений ионов с нейтральными атомами,

$$R_c = \lambda_D \ln \left(1 - \frac{e\varphi_s r_d}{k_B T \lambda_D} \right) \quad (16)$$

радиус сбора ионов, где λ_D — радиус Дебая, определяющийся положительными ионами, отрицательными ионами и электронами, $T = 300$ К — температура га-

за. Поскольку радиус микрочастицы существенно меньше, чем радиус Дебая даже при наличии отрицательных ионов, то можно принять кулоновскую связь заряда микрочастицы и потенциала поверхности.

При практическом расчете потенциалов поверхности и зарядов микрочастиц в качестве концентрации положительных ионов использовалась сумма $n_e + n_{i-}$, то есть пренебрегалось объемным зарядом микрочастиц. Результаты расчетов, которые будут представлены далее, показывают, что в рассматриваемых условиях объемный заряд на микрочастицах действительно мал по сравнению с объемным зарядом электронов, а кроме того, в условиях, когда расстояние между частицами существенно превышает длину экранирования, поток ионов на частицу определяется не средней по объему концентрацией ионов, а концентрацией в “невозмущенной” плазме между пылевыми частицами, где как раз выполняется $n_{i+} \approx n_e + n_{i-}$. Таким образом, можно считать, что потенциал поверхности и заряд частицы является функцией от $\alpha = n_{i-}/n_e$ и концентрации электронов, которая в пределах пылевого облака практически постоянна. Эта зависимость зарядового числа частицы от параметра α рассчитывалась путем численного решения уравнения $J_e = J_i$ при концентрации электронов, соответствующей оси разрядной трубки, и аппроксимировалась аналитической функцией.

Для расчета радиального распределения пылевой компоненты воспользуемся условием баланса электрической силы, действующей на микрочастицу и термофоретической силы, обусловленной радиальным потоком тепла. Баланс сил можно записать в виде

$$\sigma W = -e T_e z_d \nabla n_e / n_e, \quad (17)$$

где z_d — зарядовое число микрочастицы, W — радиальный поток тепловой энергии,

$$\sigma = 1.337 \cdot r_d^2 (m_g / (k_B T))^{1/2} \quad (18)$$

коэффициент термофоретической силы [15], m_g — масса молекулы газа (в данном случае атома неона). Для частиц радиусом $1.7 \cdot 10^{-6}$ м в неоне при 300 К имеем $\sigma \approx 1.1 \cdot 10^{-14}$ м·с. Поток тепла определяется уравнением сохранения энергии

$$\begin{aligned} \nabla W &= \frac{e^2 E_z^2}{k_B T} \left(D_- n_{i-} + D_+ n_{i+} \right) + \\ &+ K_r n_{i+} n_{i-} e U_1 + K_d n_d n_e e U_2, \end{aligned} \quad (19)$$

где $U_1 = 8.4$ эВ — энергия, выделяющаяся при рекомбинации отрицательного и положительного ионов кислорода; $U_2 = 12.6$ эВ + $\varphi_s + T_e$ — энергия, выделяющаяся при рекомбинации положительных ионов и электронов на поверхности частицы.

На основе уравнений (11, 12, 17, 19) в цилиндрической геометрии и условия квазинейтральности $n_{i+} = n_e + n_{i-} + z_d n_d$ можно получить две системы уравнений, описывающих радиальные распределения параметров плазмы внутри пылевого облака и за его пределами:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Y_0}{\partial r} &= \frac{Y_5 Y_0}{\tau r} \\
 \frac{\partial Y_1}{\partial r} &= \frac{Y_2 + Y_1 Y_5}{r} \\
 \frac{\partial Y_2}{\partial r} &= r \left(-\tilde{\nu}_a Y_0 + \tilde{\nu}_d Y_1 + \tilde{\nu}_{r-} (Y_0 + Y_1 + Y_4) Y_1 \right) \\
 \frac{\partial Y_3}{\partial r} &= r \left((\tilde{\nu}_a - \tilde{\nu}_i) Y_0 + (\tilde{\nu}_{r+} - \tilde{\nu}_{r-}) (Y_0 + Y_1 + Y_4) Y_1 + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\tilde{\nu}_{rd}}{z_d} Y_4 Y_0 - \tilde{\nu}_d Y_1 \right) \\
 \frac{\partial Y_4}{\partial r} &= \frac{Y_3 - ((1/\tau + 1) Y_0 + 2 Y_1 + Y_4) Y_5}{r} \\
 \frac{\partial Y_5}{\partial r} &= r \frac{\tilde{\sigma}}{z_d} \left(-\tilde{E}^2 \frac{D_-}{D_+} Y_1 - (\tilde{E}^2 + \tilde{\nu}_r u_1 Y_1) (Y_0 + Y_1 + Y_4) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\tilde{\nu}_{rd}}{z_d} u_2 Y_0 Y_4 \right) - \frac{Y_5 z'_d}{z_d Y_0} \left(Y_2 + Y_1 Y_5 \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \right),
 \end{aligned}$$

где $Y_0 - Y_5$ – безразмерные переменные: $Y_0 = n_e/n_0$, $Y_1 = n_{i-}/n_0$,

$$Y_2 = \frac{r}{n_0} \frac{\partial n_{i-}}{\partial r} - \tau r \frac{n_{i-}}{n_e n_0} \frac{\partial n_e}{\partial r} -$$

переменная, пропорциональная радиальному потоку отрицательных ионов, умноженному на радиус, переменная

$$Y_3 = \left((1 + \tau) \frac{n_e}{n_0} + 2\tau \frac{n_{i-}}{n_0} + \tau \frac{z_d n_d}{n_0} \right) \frac{r}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{r}{n_0} \frac{\partial (z_d n_d)}{\partial r}$$

пропорциональна разности потоков положительных и отрицательных ионов, также умноженных на радиус, $Y_4 = z_d n_d/n_0$ и $Y_5 = (\tau r/n_e)(\partial n_e/\partial r)$. Коэффициенты $\tilde{\nu}_a = \nu_a/D_-$, $\tilde{\nu}_d = \nu_d/D_-$, $\tilde{\nu}_{r+} = K_r n_0/D_+$, $\tilde{\nu}_i = \nu_i/D_+$, $\tilde{\nu}_{rd} = K_d n_0/(z_d D_+)$, $\tilde{\sigma} = \sigma D_+ n_0$, $\tilde{E} = e E_z/(k_B T)$, $u_1 = e U_1/(k_B T)$, $u_2 = e U_2/(k_B T)$. Зарядовое число микрочастиц z_d является функцией $\alpha = Y_1/Y_0$, а z'_d обозначает производную этой функции. Как функция, так и ее производная могут быть вычислены заранее. Приведенная выше система описывает процессы внутри облака. Вне облака нужно решать другую систему, получающуюся из первой путем замены Y_4 на 0, Y_5 на $Y_3/((1 + \tau) Y_0 + 2\tau Y_1)$ и отбрасыванием двух последних уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Y_0}{\partial r} &= \frac{Y_3}{r(1 + \tau + 2\tau Y_1/Y_0)} \\
 \frac{\partial Y_1}{\partial r} &= \left(Y_2 + \frac{\tau Y_1 Y_3}{(1 + \tau) Y_0 + 2\tau Y_1} \right) / r \\
 \frac{\partial Y_2}{\partial r} &= r \left(-\tilde{\nu}_a Y_0 + \tilde{\nu}_d Y_1 + \tilde{\nu}_{r-} (Y_0 + Y_1) Y_1 \right) \\
 \frac{\partial Y_3}{\partial r} &= r \left((\tilde{\nu}_a - \tilde{\nu}_i) Y_0 + (\tilde{\nu}_{r+} - \tilde{\nu}_{r-}) (Y_0 + Y_1) Y_1 - \tilde{\nu}_d Y_1 \right),
 \end{aligned}$$

Краевыми условиями для обеих систем уравнений являются нулевые значения потоков Y_2 , Y_3 , радиального поля Y_5 и единичное значение нормированной концентрации электронов Y_0 на оси разряда, нулевое значение концентрации микрочастиц (и Y_4) на краю облака, непре-

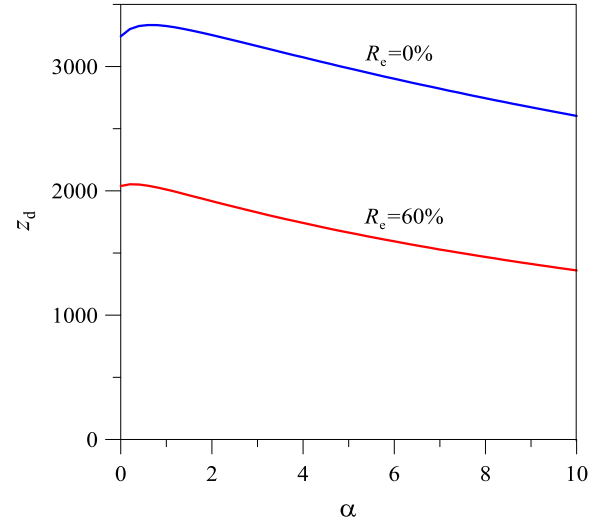


Рисунок 1. Зависимости зарядового числа микрочастиц от отношения концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов для полного поглощения электронов частицами (синяя линия) и для случая 60% отражения электронов (красная линия).

рывность потоков ионов и концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов. Концентрация отрицательных ионов на оси разряда является подбираемым параметром, как и скорость ионизации. Кроме того, есть требования обращения в 0 на стенке разрядной трубки концентрации электронов и потока отрицательных ионов (отрицательные ионы не могут преодолеть потенциального барьера в пристеночном слое плазмы). Эти требования достигаются подбором скорости ионизации и концентрации отрицательных ионов на оси разряда методом последовательных итераций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты были проведены в предположении, что радиус пылевого облака составляет 3.5 мм, а коэффициент отражения электронов от поверхности частиц принимался либо равным 0, либо 60%. Также были проведены расчеты для разряда без отрицательных ионов путем задания нулевого значения скорости реакции (1) и для разряда с отрицательными ионами без микрочастиц.

Зависимости зарядового числа микрочастиц от степени электроотрицательности плазмы для двух вариантов коэффициента отражения электронов представлены на рисунке 1. Эти зависимости аппроксимировались выражениями вида

$$z_d = \frac{z_0}{1 + a\alpha + b\alpha^2}.$$

Для случая полного поглощения электронов $z_0 = 3430$, $a = 0.0305$, $b = 0.00013$, а для случая 60% отражения электронов $z_0 = 2110$, $a = 0.0531$, $b = 0.00018$.

Немонотонный характер зависимости заряда от концентрации ионов при небольших α объясняется уменьшением потока ионов на частицу, обусловленного столкновениями, с уменьшением радиуса Дебая в выражении (15).

На рисунке 2(а) приведены рассчитанные профили концентраций электронов, отрицательных и положительных ионов, микрочастиц и радиальных электрических полей для случая нулевого отражения электронов от поверхности микрочастиц, на рисунке 2(б) — то же, но для коэффициента отражения 60% (оцененного ранее в работе [16]). Сплошными линиями показаны профили для разряда с облаком микрочастиц, штриховыми линиями — результаты расчетов для разряда без отрицательных ионов, штрих-пунктирными линиями показаны распределения отрицательных ионов, электронов и радиального поля для разряда без микрочастиц.

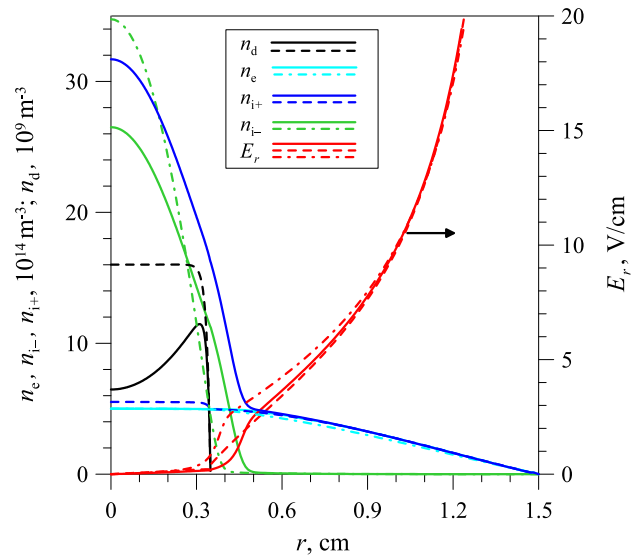
Профили концентраций микрочастиц демонстрируют влияние отрицательных ионов на профиль пылевого облака. Концентрация микрочастиц уменьшается и приобретает провал в районе оси разряда. С другой стороны, сравнение профилей концентраций отрицательных ионов в разряде без микрочастиц и разряде с облаком микрочастиц показывает, что и облако меняет радиальное распределение отрицательных ионов, уменьшая пиковую концентрацию и увеличивая ширину радиального профиля. Поэтому можно говорить о своеобразной конкуренции отрицательных ионов и отрицательно заряженных микрочастиц за место вблизи оси разряда.

В соответствии с результатами расчетов для разряда с облаком микрочастиц концентрация $O_2(a^1\Delta)$ составляла около 8% от общего содержания кислорода, а концентрация атомарного кислорода составляла 10% в случае отсутствия отражения электронов от поверхности микрочастиц и около 9% в случае 60% отражения. Таким образом концентрация каждого из этих компонент составляла $\sim 0.01\%$ от концентрации неона, что по крайней мере на порядок больше типичной концентрации метастабилей неона в плазме слаботочного разряда [17]. Это оправдывает ограничение плазмохимических процессов реакциями (1–4), (6), (7), (9).

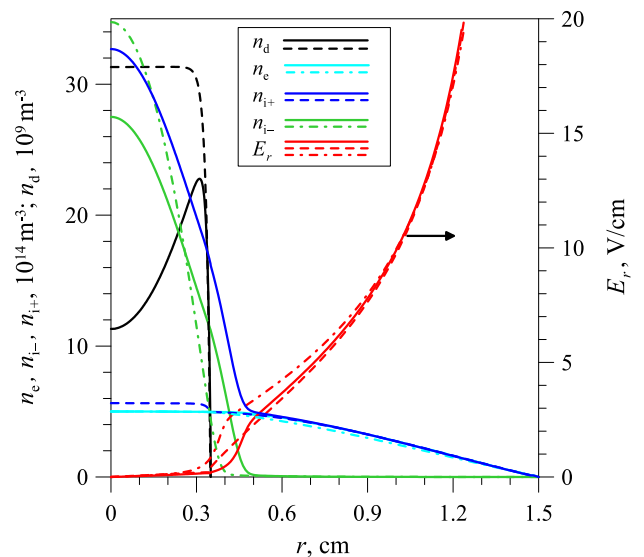
Согласно расчетам, заряды микрочастиц варьируются в облаке не сильно: от 2940 на оси до 3200 зарядов электронов на краю облака в случае полного поглощения электронов и от 1630 до 1880 в случае отражения 60% электронов от поверхности частицы. Отметим, что последние величины хорошо согласуются с экспериментальными измерениями зарядов [18].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Присутствие в газоразрядной плазме молекулярных примесей, способных образовывать отрицательные ионы, даже в количестве 0.1% может приводить к формированию достаточно плотного облака отрицательных ионов, собирающихся в центральной области разряда. Большому отношению концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов способствует малая мощность разряда, соответствующая малой концентрации метастабильных молекул и химически-активных радикалов, что обеспечивает относительно большое время жизни отрицательных ионов. Наличие облака отрицательных ионов, которые, как и положительные ионы, дрейфуют в продольном поле разряда, оказывает существенное влияние на условия равновесия пылевых частиц вследствие влияния на самосогласованное радиальное поле, заряды частиц и тепловыделение в плазме. Это приводит к своеобразной конкуренции между отрицательными ионами и отрицательно заряженными мик-



(а)



(б)

Рисунок 2. Распределение концентраций микрочастиц n_d (черный цвет), электронов n_e (голубой цвет), положительных ионов O_2^+ n_{i+} (синий цвет), отрицательных ионов O^- n_{i-} (зеленый цвет) и радиального компонента электрического поля E_r (красный цвет) для разряда с микрочастицами и отрицательными ионами (сплошные линии), разряда без отрицательных ионов (штриховые линии), разряда без микрочастиц (штрих-пунктирные линии) в предположении а) полного поглощения электронов поверхностями микрочастиц, б) 60% отражения электронов от поверхности микрочастиц.

рочастицами за место в центральной части разрядной камеры. Кроме того, наличие потока отрицательных ионов может оказывать влияние и на взаимодействие между микрочастицами. Поток отрицательных ионов, обтекая отрицательно заряженную частицу, оставляет за ней след с пониженным содержанием отрицательных ионов и нескомпенсированным положительным объемным зарядом. Причем этот след существует и в гидродинамическом режиме дрейфа ионов [19], когда фокуси-

ровка потока положительных ионов отсутствует. Наличие положительно заряженного следа за каждой частицей может способствовать выстраиванию микрочастиц в протяженные цепочки.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание №075-01056-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pustynnik M Y *et al* 2016 *Rev. Sci. Instr.* **87** 093505
2. Trukhachev F, Boltnev R, Alekseevskaya A, Vasiliev M and Petrov O 2021 *Phys. Plasmas* **28** 093701
3. Pustynnik M Y *et al* 2020 *Phys. Rev. Research* **2** 033314
4. Usachev A D, Zobnin A V, Petrov O F, Fortov V E, Thoma M H, Pustynnik M Y, Fink M A and Morfill G E 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 035009
5. Zobnin A V *et al* 2016 *J. Phys.: Conf. Series* 012174
6. Naumkin V N *et al* 2021 *Phys. Plasmas* **28** 103704
7. Mitic S *et al* 2021 *Phys. Rev. E* **103** 063212
8. Клумов Б А, Ивлев А В и Морфилл Г 2003 *Письма в ЖЭТФ* **78** 747–752
9. Hsu C, Nierode M A, Coburn J W and Graves D B 2006 *J. Phys. D: Applied Physics* **39** 3272–3284
10. Богданов Е А, Колобов В И, Кудрявцев А А и Цендин Л Д 2002 *ЖТФ* **72** 13–20
11. Crannage R P, Dorko E A, Johnson D E and Whitefield P D 1993 *Chem. Phys.* **169** 267–273
12. Booth J P *et al* 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 055005
13. Бабичев А П, Бабушкина Н А, Братковский А М и др 1991 *Физические величины: справочник* (Москва: Энергоатомиздат)
14. Khrapak S A *et al* 2012 *EPL* **97** 35001
15. Talbot L, Cheng R, Schefer R and Willis D 1980 *J. Fluid Mech.* **101** 737–758
16. Zobnin A V, Usachev A D, Petrov O F, Fortov V E, Thoma M H and Fink M A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033702
17. Zobnin A V, Usachev A D, Petrov O F and Fortov V E 2014 *Phys. Plasmas* **21** 113503
18. Antonova T, Khrapak S A, Pustynnik M Y, Rubin-Zuzic M, Thomas H M, Lipaev A M, Usachev A D, Molotkov V I and Thoma M H 2019 *Phys. Plasmas* **26** 113703
19. Zobnin A V 2020 *J. Plasma Phys.* **86** 905860302