

Научная статья


УДК 533.9.01

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17411>

ИОННАЯ ДИФФУЗИЯ В ПЕРИФЕРИЙНУЮ ОБЛАСТЬ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗАХ

А. П. Головицкий 

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

 alexandergolovitski@yahoo.com

Аннотация. В работе теоретически изучено влияние диффузионного проникновения отрицательных ионов из центральной области ион-ионной плазмы на электрон-ионную плазму периферийной области положительного столба тлеющего разряда в сильно электроотрицательных газах. Показано, что такое проникновение отвечает за образование в периферийной области профиля концентрации электронов, близкого к линейному, а также приводит к существенному сокращению поперечного размера области. Получены явные приближенные аналитические выражения для параметров профиля электронной концентрации. Результаты специально проведенного вычислительного эксперимента были сопоставлены с таковыми, полученными через приближенное решение, и установлено их хорошее согласие (погрешность не превысила 13 %). Проведенное исследование важно для корректных количественных оценок скорости ионизации, электронной температуры и продольного поля в положительном столбе электроотрицательного разряда.

Ключевые слова: отрицательные ионы, плазма тлеющего разряда, расслоение плазмы, ионная диффузия

Для цитирования: Головицкий А. П. Ионная диффузия в периферийную область тлеющего разряда в электроотрицательных газах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 4. С. 121–129. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17411>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17411>

IONIC DIFFUSION INTO THE PERIPHERAL AREA OF A GLOW DISCHARGE IN THE ELECTRONEGATIVE GASES

A. P. Golovitskii 

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

 alexandergolovitski@yahoo.com

Abstract. In the paper, the effect of negative ion diffusive penetration from the central space representing the ion-ion plasma on the electron-ion plasma located in the peripheral area of a positive column of a glow discharge in the strong electronegative gases has been studied. The said penetration was shown to be responsible for formation of an electron density profile being close to linear within the peripheral area and also for sufficient reduction of its transverse size. The explicit approximate analytic expressions for parameters of electron density profile were found. The results of a specially conducted computational experiment were compared with those obtained through the approximate solution, and their good agreement was established (the error did not exceed 13%). The research carried out is important for correct quantitative evaluations of ionization rate, electron temperature and a longitudinal field in a positive column of an electronegative glow discharge.

Keywords: negative ions, glow discharge plasma, plasma stratification, ionic diffusion

For citation: Golovitskii A. P., Ionic diffusion into the peripheral area of a glow discharge in the electronegative gases, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (4) (2024) 121–129. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17411>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Для стационарной неизотермической плазмы положительного столба электроотрицательных газов характерно такое явление, как поперечное к току расслоение на области разного ионного состава и свойств. Причинами расслоения названной плазмы принято считать ее неизотермичность, а конкретно то, что электронная температура T_e существенно превышает ионную T_i ($T_i \ll T_e$) наряду с наличием в плазме отрицательных ионов [1].

Кратко опишем эволюцию электроотрицательной плазмы к квазистационарному состоянию. Предположим, что в начальный момент времени условие строгой нейтральности плазмы при соизмеримых концентрациях заряженных частиц выполнено в любой ее точке. Такое состояние, однако, нельзя рассматривать как стационарное. Поскольку коэффициенты диффузии электронов D_e и ионов разных знаков D_p , D_n различны, т. е. $D_e \gg D_p, D_n$, должен начаться сильный диффузионный уход электронов из объема плазмы к стенкам разрядной трубки. В плазме возникает положительный заряд и появляется электрическое поле E_x , сдерживающее дальнейший уход электронов. Такой процесс имеет место в любой плазме. Но конкретно в электроотрицательной плазме это же поле вызывает дрейф отрицательных ионов от периферии к центру, так как $T_n \ll T_e$ (T_n – температура отрицательных ионов). Отрицательные ионы как бы «занимают места» электронов, ушедших ранее к стенкам. Таким образом, концентрация отрицательных ионов n_n на периферии снижается, а в объеме повышается; при этом положительный заряд, вызванный уходом электронов, нейтрализуется приходом отрицательных ионов, стягиваемых к центру. Это ослабляет поле E_x , тормозившее электроны, и приводит к продолжению их свободной диффузии с большим коэффициентом (порядка D_e). При наступлении квазистационарного состояния описанные процессы приводят к следующим эффектам:

во-первых, к падению градиента и величины концентрации электронов n_e в объеме плазмы, а также к «уплощению» пространственного распределения n_e ;

во-вторых, к накоплению отрицательных ионов в объеме и к спаду n_n в периферийной области (далее будет применяться термин «оболочка» плазмы).

Оболочка почти не содержит отрицательных ионов и в итоге превращается в обычную электрон-ионную ($e-i$) плазму, в которой выполняется соотношение концентраций

$$n_e \approx n_p \gg n_n$$

(n_p – концентрация положительных ионов) и существует электрическое поле E_x , уносящее отрицательные ионы в центр, тормозящее основную массу электронов и увлекующее положительные ионы к стенке. Другими словами, в оболочке реализуется режим ухода заряженных частиц на стенку, близкий к амбиполярному. Для такого режима характерно формирование в оболочке потенциального барьера высотой порядка нескольких T_e . Преодолеть его и уйти на стенки отрицательные ионы не могут, ввиду неизотермичности плазмы ($T_n \ll T_e$). По этой причине отрицательные ионы и рождаются, и гибнут (вследствие отлипания и/или ион-ионной рекомбинации) лишь внутри плазмы.

В центральной области (далее используется термин «сердцевина») концентрации ионов намного превышают концентрацию электронов:

$$n_p \approx n_n \gg n_e,$$

т.е. плазма здесь фактически становится ион-ионной ($i-i$).

Поперечное поле E_x в такой плазме является слабым, и имеет место диффузия электронов, близкая к свободной, при почти плоском профиле концентрации электронов n_e .



В узкой переходной области между ($i-i$)- и ($e-i$)-плазмами имеются большие градиенты концентраций ионов (см. например, статьи [1, 2, 5 – 7]).

Отметим, что в опубликованных теоретических работах, посвященных анализу формы профилей концентрации заряженных частиц в электроотрицательной плазме, исследователи пренебрегали влиянием ионной диффузии; при этом профиль концентрации n_e у стенки газоразрядной трубки оказывался близким к синусоидальному. Влияние проникновения отрицательных ионов в оболочку вследствие конечной ионной диффузии фактически не учитывалось в разработке теорий, а сводилось лишь к общим разумным рассуждениям, что можно признать недостатком этих теорий.

Задачами данной работы являлись количественный анализ влияния конечной ионной диффузии на структуру плазмы в оболочке, а также вывод аналитических выражений, адекватно описывающих профили концентраций n_n , n_e и толщину самой оболочки.

Решение указанных задач представляет не только чисто теоретический интерес, но и важно для корректных количественных оценок скорости ионизации, электронной температуры и продольного поля в положительном столбе электроотрицательного разряда, так как эти величины определяются размером оболочки (помимо свойств газового наполнения).

Описание модели

В данной работе рассмотрен положительный столб тлеющего разряда низкого и среднего давления (до 30 Торр), когда электронная температура полагается постоянной по сечению разрядного прибора. Подобные разряды используются в мощных источниках УФ-излучения, а также в технологиях травления полупроводниковых материалов.

Исходные стационарные уравнения для компонентов потоков заряженных частиц Γ_j , поперечных току, и для их дивергенций имеют следующий вид [1, 2]:

$$\begin{aligned} \nabla \Gamma_e &= (v_i - v_a)n_e + v_d n_n; \\ \nabla \Gamma_p &= v_i n_e; \\ \nabla \Gamma_n &= v_a n_e - v_d n_n; \\ \Gamma_j &= -D_j \text{grad}_x(n_j) + z_j n_j \mu_j E_x; \\ \Gamma_p - \Gamma_n - \Gamma_e &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где v_i , v_a , v_d – частоты ионизации, прилипания и отлипания (*англ.* ionization, attachment, detachment); z_j – знак заряда; n_j , μ_j – концентрации и подвижности частиц j -го сорта, $\mu_j = \text{const}$; Γ_e , Γ_p , Γ_n – потоки электронов, а также положительно и отрицательно заряженных ионов, соответственно.

Здесь потоки и концентрации рассматриваются как одномерные функции пространственной координаты, перпендикулярной току разряда, – радиальной для цилиндрической геометрии или поперечной (по оси x) для плоской геометрии, поэтому система (1) является скалярной и в ней фигурируют лишь соответствующие (радиальные или поперечные) компоненты оператора ∇ .

Граничные условия таковы:

$$n_e(x_w) = n_p(x_w) = n_n(x_w) = 0; \Gamma_n(x_w) = 0,$$

где x_w – абсолютная координата стенки, отсчитываемая от геометрического центра плазмы.

Здесь и далее использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} v &= v_i / D_{ap}^*; \alpha = v_a / D_{an}^*; \beta = v_d / D_{an}^*; \\ D_{ap}^* &= \mu_p T_e / (ex_w^2); D_{an}^* = D_{ap}^* / \mu; \mu = \mu_p / \mu_n; \end{aligned}$$

T_j – температуры частиц j -го сорта, $T_j = \text{const}$ (полагаются константами); индексы e , p , n соответствуют электронам, положительным и отрицательным ионам; E_x – электрическое поле, поперечное направлению протекания тока и вызванное пространственным зарядом

плазмы; $X = x/x_w$ – поперечная безразмерная координата; X_0 – безразмерная координата границы раздела областей $(e-i)$ -и $(i-i)$ -плазм; n_{e0} – электронная концентрация в центре плазмы при $X = 0$;

$$n(X) = n_e(X)/n_{e0}; N(X) = n_n(X)/n_{e0}; P(X) = n_p(X)/n_{e0}.$$

Для простоты положим ионные температуры равными, т. е. $T_i = T_p = T_n$ и обозначим $\tau = T_i/T_e$.

Анализ процессов, происходящих в тлеющем разряде в электроотрицательных газах

Уравнения (1) можно преобразовать к следующему, удобному для анализа виду с безразмерными переменными:

$$\left. \begin{aligned} -\Delta N \tau + \nabla \left(\frac{N}{n} \nabla n \right) &= \alpha n - \beta N; \\ -\Delta P \tau - \nabla \left(\frac{P}{n} \nabla n \right) &= \nu n. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В тех местах оболочки, где мало отрицательных ионов, т.е. $N \rightarrow 0$ (непосредственно у стенки, где поле E_x сильное и способно вытеснить эти ионы в сердцевину), можно принять $n \approx P$ и пренебречь ионной диффузией, по сравнению с сильным ионным дрейфом [1], т. е. принять там $\tau \rightarrow 0$. Тогда систему (2) можно свести к однородному линейному уравнению относительно $n(X)$:

$$\Delta n = -(\alpha + \nu)n.$$

Его решение при нулевом граничном условии на стенке $n(1) = 0$ в плоской геометрии таково:

$$n(X) \approx n_1 \sin \left[\sqrt{\nu + \alpha} (1 - X) \right]. \quad (3)$$

В нашей статье [5] показано, что при $\alpha \gg 1$ (случай сильной электроотрицательности; ограничимся далее этим случаем) оболочка будет тонкой, поэтому решение (3) верно и для цилиндрической геометрии. Абсолютная величина n_1 будет оценена ниже (см. далее выражение (6)).

Из системы (2) следует, что

$$\frac{N}{n} \frac{dn}{dX} \approx \alpha \int_0^Y n(Y) dY,$$

где $Y = 1 - X$.

Отсюда, с учетом решения (3), можно получить:

$$N(Y) \approx \frac{\alpha n_1}{\nu + \alpha} \left[\operatorname{tg}(\sqrt{\nu + \alpha} Y) - \sin(\sqrt{\nu + \alpha} Y) \right]. \quad (4)$$

Проведем анализ полученного выражения. При $X \rightarrow 1 - \delta$, где

$$\delta = \frac{\pi}{2\sqrt{\nu + \alpha}}, \quad (4a)$$

будет $N(X) \rightarrow \infty$, а также, согласно выражению (3), будет $\frac{dn}{dX} \rightarrow 0$ и поле в плазме

$$E_x \propto -T_e \frac{1}{n} \frac{dn}{dX} \rightarrow 0.$$

Последнее позволило в нашей работе [5] (при допущении $\tau \rightarrow 0$) положить величину $X_0 = 1 - \delta$ границей раздела $(i-i)$ - и $(e-i)$ -плазм, ибо поле E_x уносит отрицательные ионы из оболочки в объем, формируя сердцевину $(i-i)$ -плазмы, а в обратную сторону, в пренебрежении ионной диффузией при $\tau \rightarrow 0$, отрицательные ионы двигаться не могут.

Оценим величину $\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1}$ у стенки при $\tau > 0$. На границе оболочка – стенка идет амбиполярный уход на стенку равных потоков электронов и положительных ионов, которые направлены к стенке [1, 5, 7].

С одной стороны, из данных статьи [5] (см. там уравнение (27) вида

$$F_p(X) = \Gamma_p(X) / (D_{ap}^* x_W n_{e0})$$

для приведенного потока положительных ионов) следует, что у самой стенки этот поток выражается как

$$F_p(1) = -(1 + \tau) \left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1}.$$

С другой стороны, поток положительных ионов на стенку вырабатывается ионизацией, происходящей во всей плазме, т. е. на стенку в итоге приходит поток

$$F_p(1) \approx v \int_0^1 n(X) X^\gamma dX,$$

где $\gamma = 0$ в плоской геометрии и $\gamma = 1$ в цилиндрической геометрии.

Приравнявая друг к другу эти выражения для $F_p(1)$, имеем:

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1} \approx -\frac{v}{1 + \tau} \int_0^1 n(X) X^\gamma dX.$$

Для случая $\alpha \gg 1$ оболочка тонкая и основной вклад в интеграл дает сердцевина, а в ней при $\alpha \gg 1$ концентрация $n(X)$ мало отличается от единицы [1, 2, 5]. Тогда

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1} \approx -\frac{v}{(1 + \tau)(1 + \gamma)}. \quad (5)$$

Поток отрицательных ионов направлен от периферии к центру плазмы, а у самой стенки $N(1) = 0$, следовательно, там выполняется приближенное равенство (3), а тогда

$$\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1} \approx -n_1 \sqrt{v + \alpha}.$$

Сопоставляя это приближенное равенство с выражением (5), получим:

$$n_1 \approx \frac{v}{(1 + \tau)(1 + \gamma)\sqrt{v + \alpha}}. \quad (6)$$

Результаты вычислительного эксперимента и их обсуждение

Выражение (5) дает значения $\left. \frac{dn}{dX} \right|_{X=1}$, хорошо соответствующие вычислительному эксперименту, отклонение не превышает 13%. Результаты вычислительного эксперимента представлены в таблице, где для примера приняты значения $\alpha = 25$, $\beta = 1$ и геометрия плазмы считается плоской.

Вычислительный эксперимент представляет собой строгое численное решение системы (2) как задачи на собственные значения (подробно о нем см. в нашей работе [5]). К вычислительному эксперименту и к математическому моделированию в физике электроотрицательных разрядов часто прибегают вплоть до настоящего времени [2 – 4, 8 – 10], ввиду отсутствия количественной информации о пространственной структуре электроотрицательных разрядов, полученной в реальных экспериментах, – из-за сложности выполнения и интерпретации экспериментальных данных. Отмеченное в таблице соответствие все же косвенно свидетельствует об адекватности использованных в данной работе теоретических приближений.

Как видно из таблицы, величина n_1 при $\tau \geq 0,005$ может значительно превзойти единицу. Это не входит в противоречие ни с уравнением для $n(X)$ в оболочке (которое, как отмечалось, является однородным), ни с его решением (3). Но по определению $n(X) \leq 1$,

Таблица

Сопоставление результатов вычислительного эксперимента и полученного приближенного решения

Значение параметра		Результат решения					
		Вычислительный эксперимент		Приближенное, по формуле			
τ	ν	$\left. \frac{dn}{dX} \right _{X=1}$	X_0	$\left. \frac{dn}{dX} \right _{X=1}$	X_0	n_1	$1-\delta$
0,003	6,15	-5,44	0,76	-6,14	0,84	1,1	0,72
0,010	7,63	-6,77	0,86	-7,55	0,87	1,3	0,73
0,050	13,65	-12,01	0,94	-13,0	0,923	2,1	0,75
0,100	20,67	-17,12	0,97	-18,8	0,95	2,8	0,77

Обозначения: τ – отношение ионной температуры к электронной; ν – нормализованная частота ионизации; X_0 – безразмерная координата перехода оболочка – сердцевина при конечных значениях τ ; n_1 – максимум электронной концентрации в оболочке согласно выражениям (3) и (6), в пренебрежении ионной диффузией; $1 - \delta$ – координата перехода оболочка – сердцевина, в пренебрежении ионной диффузией.

Примечание. Приняты значения нормализованных частот прилипания и отлипания отрицательных ионов $\alpha = 25$, $\beta = 1$, соответственно, и геометрия плазмы считается плоской.

поэтому при шивке $n(X)$ на границе оболочка – сердцевина величина $n(X)$ обязана быть ограничена сверху единицей. Следовательно, $n(X)$ в оболочке при $\tau > 0$, имея синусоидальную зависимость (3) от X , не достигает ее максимума, а поэтому толщина оболочки должна быть меньшей, чем величина δ . Отсюда также вытекает, что зависимость $n(X)$ в оболочке при $\tau \geq 0,005$ оказывается близкой к линейной части кривой (3), т. е.

$$n(X) \Big|_{\substack{X_0 < X < 1 \\ \alpha \gg \beta}} \approx (1 - X) \frac{\nu}{(1 + \tau)(1 + \gamma)}, \quad (7)$$

что подтверждается результатами вычислительного эксперимента (см. рис. 1, а).

Физически, близость к линейности $n(X)$ в оболочке вблизи стенки обусловлена диффузионным проникновением отрицательных ионов со стороны сердцевины в оболочку. Это вызывает нейтрализацию ими поля E_x в оболочке вблизи границы с сердцевиной – около максимума синусоидальной зависимости (3) – там, где поле E_x слабое, а вид зависимости (3) – нелинеен. Нейтрализация E_x способствует и уходу электронов к стенке в режиме свободной, а не амбиполярной диффузии, что сглаживает электронный профиль вблизи границы с сердцевиной, делая его близким к характерному для самой сердцевины (см. рис. 1,а). Ионная диффузия таким образом способствует увеличению поперечного размера сердцевины (i -)плазмы и сокращению размера пристеночной области (e -)плазмы (см. рис. 1,б), т. е. области, которая свободна от отрицательных ионов и где выполняется соотношение (3). Вследствие такого сокращения, от зависимости (3) остается лишь ее участок вблизи самой стенки, близкий к линейному.

Данные, показанные на рис. 1, легко переводятся в абсолютные размерные значения концентраций умножением на величину n_{e0} . Эта величина зависит и от тока разряда, и от состава газового наполнения. Обычно n_{e0} определяют экспериментально по току разряда с использованием либо теоретической зависимости профиля $n(X)$, либо полученной путем вычислительного эксперимента. Например, для разрядов в смесях инертных газов и хлора, используемых как источники мощного УФ-излучения, значения величины n_{e0} при плотностях токов до 15 мА/см^2 лежат в диапазоне $(0,4 - 3,0) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

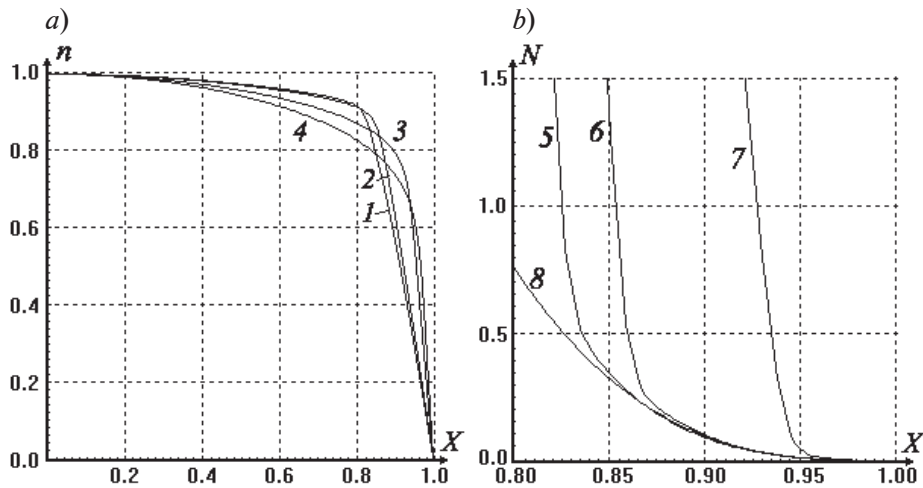


Рис. 1. Профили концентраций электронов (а) и отрицательных ионов (b), полученных путем вычислительного эксперимента при $\alpha = 25$, $\beta = 1$ и в плоской геометрии: $\tau = 0,005$ (1, 5), $0,010$ (2, 6), $0,050$ (3), $0,100$ (4, 7); для сравнения представлена зависимость по формуле (9) при $\alpha = 25$ (кривая 8)

Оценим величину X_0 , т. е. координату перехода оболочка – сердцевина при конечных значениях τ . При $\tau \geq 0,005$ для $n(X)$ в оболочке можно принять линейную зависимость (7). Поскольку $n_1 > 1$ (см. таблицу), а в сердцевине при сильной электроотрицательности (при $\alpha \gg 1$) должно быть $n(X) \approx 1$, то в первом приближении X_0 можно рассчитать как абсциссу точки пересечения зависимости (7) с единицей. Тогда получим формулу

$$X_0 \approx 1 - \frac{(1+\tau)(1+\gamma)}{\nu}. \quad (8)$$

При $\tau \geq 0,005$ формула (8) обеспечивает весьма неплохое согласие с данными вычислительного эксперимента (см. таблицу). Величина $1 - X_0$ может оказаться гораздо меньше, чем δ (по сравнению со случаем пренебрежения ионной диффузией, см. рис. 1, b). Следовательно, для $N(X)$ в оболочке в таких случаях можно вместо выражения (4) принять первый член его разложения в ряду Тейлора:

$$N(X) \approx \frac{\alpha\nu}{2(1+\tau)(1+\gamma)}(1-X)^3. \quad (9)$$

Лишь при нереально малых $\tau \rightarrow 0$ (порядка 0,001 и меньше) соответствие результатов расчетов по формуле (8) таковым, полученным путем вычислительного эксперимента, ухудшается; лучшие результаты тогда дает формула $X_0 \approx 1 - \delta$. Величины частоты ионизации ν в таблице взяты из вычислительного эксперимента, однако для априорных оценок ν можно воспользоваться и аналитическими формулами из наших статей [5, 6], так как результаты оказываются близкими.

Заключение

В заключение следует заметить, что ионная температура не может сделаться ниже температуры нейтрального газа, которая в реальных газовых разрядах, как правило, превышает 400 К; таким образом, значения τ обычно составляют 0,01 и более. Как видно из таблицы, учет влияния ионных температур в таких случаях необходим, так как иначе могут возникнуть серьезные погрешности априорных модельных расчетов толщины оболочки и зависящих от нее энергетических параметров электроотрицательной плазмы, таких как электронная температура и частота ионизации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Цендин Л. Д.** Расслоение газоразрядной плазмы в электроотрицательных газах // Журнал технической физики. 1989. Т. 59. № 1. С. 21–28.
2. **Franklin R. N., Snell J.** The recombination-dominated positive column with finite ion temperature // Journal of Physics D: Applied Physics. 1994. Vol. 27. No. 10. Pp. 2102–2106.
3. **Dhawan R., Malik H. K.** Modelling of electronegative collisional warm plasma for plasma-surface interaction process // Plasma Science and Technology. 2021. Vol. 23. No. 4. P. 045402.
4. **Dhawan R., Malik H. K.** Sheath characteristics in plasma carrying finite mass negative ions and ionization at low frequency // Chinese Journal of Physics. 2020. Vol. 66. August. Pp. 560–572.
5. **Головицкий А. П., Цендин Л. Д.** Простые аналитические формулы для оценки параметров положительного столба тлеющего разряда в электроотрицательных газах // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. № 3. С. 44–49.
6. **Головицкий А. П.** Простые аналитические формулы для оценки параметров положительного столба электроотрицательного тлеющего разряда при наличии галогенов в составе газовой смеси // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. № 11. С. 21–30.
7. **Богданов Е. А., Кудрявцев А. А., Цендин Л. Д., Арсланбеков Р. Р., Колобов В. И., Кудрявцев В. В.** Обоснование двухтемпературной кинетической ($2T$ fluid) модели с помощью сопоставления кинетического и fluid расчетов при моделировании плазмы положительного столба кислородного разряда постоянного тока // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. № 8. С. 45–55.
8. **Paul R., Adhikari S., Moulick R., Kausik S. S., Saikia B. K.** Magnetized plasma sheath in the presence of negative ions // Physics of Plasmas. 2020. Vol. 27. No. 6. P. 063520.
9. **El Bojaddaini M., El Kaouini M., Chatei H.** Sheath structure behavior in collisional non-extensive plasma with negative ions // The European Physical Journal Plus. 2024. Vol. 139. No.5. P. 373.
10. **Dhawan R., Malik H. K.** Sheath formation criterion in collisional electronegative warm plasma // Vacuum. 2020. Vol. 177. No. 6. P. 109354.

REFERENCES

1. **Tsendin L. D.**, Plasma stratification in a discharge in an electronegative gas, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 34 (1) (1989) 11–15.
2. **Franklin R. N., Snell J.**, The recombination-dominated positive column with finite ion temperature, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (10) (1994) 2102–2106.
3. **Dhawan R., Malik H. K.**, Modelling of electronegative collisional warm plasma for plasma-surface interaction process, *Plasma Sci. Technol.* 23 (4) (2021) 045402.
4. **Dhawan R., Malik H. K.**, Sheath characteristics in plasma carrying finite mass negative ions and ionization at low frequency, *Chin. J. Phys.* 66 (Aug) (2020) 560–572.
5. **Golovitskii A. P., Tsendin L. D.**, Simple analytic formulas for estimating the parameters of the positive column of a glow discharge in electronegative gases, *Tech. Phys.* 59 (3) (2014) 353–359.
6. **Golovitskii A. P.**, Simple analytic relations for estimating parameters of the positive column of an electronegative glow discharge in a halogen-containing gas mixture, *Tech. Phys.* 59 (11) (2014) 1599–1609.
7. **Bogdanov E. A., Kudryavtsev A. A., Tsendin L. D., et al.**, Substantiation of the two-temperature kinetic model by comparing calculations within the kinetic and fluid models of the positive column plasma of a dc oxygen discharge, *Tech. Phys.* 48 (8) (2003) 983–994.
8. **Paul R., Adhikari S., Moulick R., et al.**, Magnetized plasma sheath in the presence of negative ions, *Phys. Plasmas.* 27 (6) (2020) 063520.
9. **El Bojaddaini M., El Kaouini M., Chatei H.**, Sheath structure behavior in collisional non-extensive plasma with negative ions, *Eur. Phys. J. Plus.* 139 (5) (2024) 373.
10. **Dhawan R., Malik H. K.**, Sheath formation criterion in collisional electronegative warm plasma, *Vacuum.* 177 (6) (2020) 109354.

**СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ**

ГОЛОВИЦКИЙ Александр Петрович – доктор физико-математических наук, профессор Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

alexandergolovitski@yahoo.com

ORCID: 0000-0003-4292-0959

THE AUTHOR

GOLOVITSKII Alexander P.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

alexandergolovitski@yahoo.com

ORCID: 0000-0003-4292-0959

*Статья поступила в редакцию 30.05.2024. Одобрена после рецензирования 17.06.2024.
Принята 17.06.2024.*

Received 30.05.2024. Approved after reviewing 17.06.2024. Accepted 17.06.2024.