

DOI 10.24412/2221-2574-2023-3-68-74

УДК 621.38, 533.9, 51-7

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Потапов Андрей Андреевич

аспирант кафедры «Электронные приборы и устройства», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: potapov_andrey13@mail.ru

Швачко Александр Алексеевич

кандидат технических наук, доцент кафедры «Электронные приборы и устройства», Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

E-mail: alexandr1899@gmail.com

Адрес: 410054, Российская Федерация, г. Саратов, ул. Политехническая, д. 77.

Аннотация: Низкотемпературная плазма используется в различных сферах электроники. Например, в микроплазменных терагерцовых усилителях бегущей волны, в которых электронный пучок заменяется плазмой, для измерения магнитных полей, в микроплазменных устройствах Холла для измерения концентрации и подвижности носителей заряда. Для протекания электрического тока в газе необходимо, чтобы происходила ионизация нейтральных частиц ионами. При этом газ выходит из состояния теплового равновесия. При тепловом равновесии $T_e = T_p = T_g$ выполняется условие ионизационного равновесия, из которого вытекает соотношение Саха, определяющее отношение $n_p / (n_e + n_p + n_a)$, которое значительно возрастает. А для случая неравновесия $n_e \approx n_p \ll n_a$ требуется, чтобы наиболее активными частицами были электроны. Электронная температура и пространственный заряд в низкотемпературной плазме может приводить к изменению физических свойств соответствующих плазменных приборов, их параметров и временной нестабильности. Знание аналитических зависимостей распределения пространственного заряда и электронной температуры газоразрядной плазмы в определенных режимах протекания электрического тока позволит детально оценить его влияние на свойства таких электронных приборов. Получены численные значения электронной температуры для цилиндрической модели плазмы для разных газов и построен график зависимости электронной температуры T_e от $P \cdot R$ (давления и радиуса цилиндрической трубки). Проведено сравнение и дан анализ полученных результатов, из которых следует, что влияние магнитного поля и распределение концентрации носителей заряда будет совпадать, как в цилиндрической плазме, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R , так и в плоской плазме, ограниченной диэлектрическими стенками. Получена функция поперечного распределения пространственного заряда для цилиндрической плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R . Результаты расчёта позволяют оценить влияние электронной температуры и пространственного заряда на свойства плазменных устройств.

Ключевые слова: Низкотемпературная плазма, цилиндрическая модель, электронная температура, пространственный заряд, концентрация электронов, модель плазмы.

Введение

Устройства с низкотемпературной газоразрядной плазмой широко используются в различных областях науки и техники [1–3]. Это определяет требования к знанию и расчёту их энергетических характеристик — электронной температуры T_e и коэффициента объёмной ионизации атомов электронами z_i , которые определяют распределение концентрации в

разряде. Для безграничной плазмы, обычно, при независимой от скорости электронов частоте столкновений электронов с атомами газа (ν_{ea}), электронная температура определяется из уравнения баланса энергии электронов [4, 5], причём величина электрического поля E_z задаётся внешним источником тока. В модели цилиндрической плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R , ве-

личина электрического поля разряда определяется из уравнения баланса энергии электронов, а электронная температура рассчитывается различными способами из уравнения баланса заряженных частиц. В работе был использован метод расчёта электронной температуры. Исходя из того, что рекомбинация происходит только на стенках, а в объёме плазмы рекомбинация отсутствует, то электрический ток на стенке равен нулю [6].

Проведём сравнение параметров плоской модели плазмы, ограниченной диэлектрическими стенками (рис. 1) [7], и цилиндрической модели плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R (рис. 2).

Расчёты электронной температуры были выполнены для модели цилиндрической плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R и использовались условия $n(R) = 0$. Для цилиндрической плазмы под действием амбиполярной диффузии (концентрации электронов n_e и ионов n_p в плазме примерно равны и скорости электронов и ионов направлены в одну сторону) уравнение баланса электронов имеет вид:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{z_i}{D_{am}} n = 0,$$

где n — поперечное распределение концентрации носителей заряда; z_i — коэффициент объёмной ионизации;

$D_{am} = \frac{b_e \cdot D_p + b_p \cdot D_e}{b_e + b_p}$ — коэффициент ам-

биполярной диффузии; $b_e = \frac{e}{m_e \cdot v_{ea}}$ — подвижность электронов; v_{ea} — частота столкновений электронов с атомами газа; $b_p = \frac{e}{m_p \cdot v_{pa}}$ — подвижность ионов; v_{pa} — частота столкновений ионов с атомами газа.

Его решением является цилиндрическая

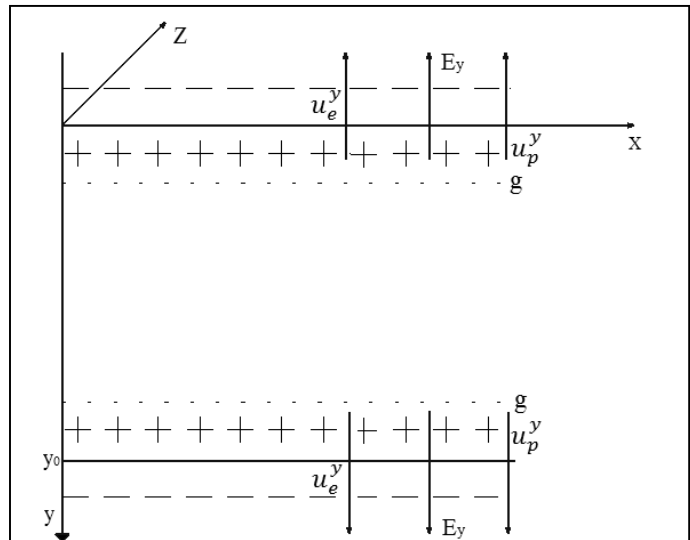


Рис. 1. Модель плоской плазмы (u_e^y, u_p^y — средняя скорость электронов и ионов в направлении к стенке; g — двойной слой зарядов, образуемый на стенке и электрическое поле E_y возникающее у стенки)

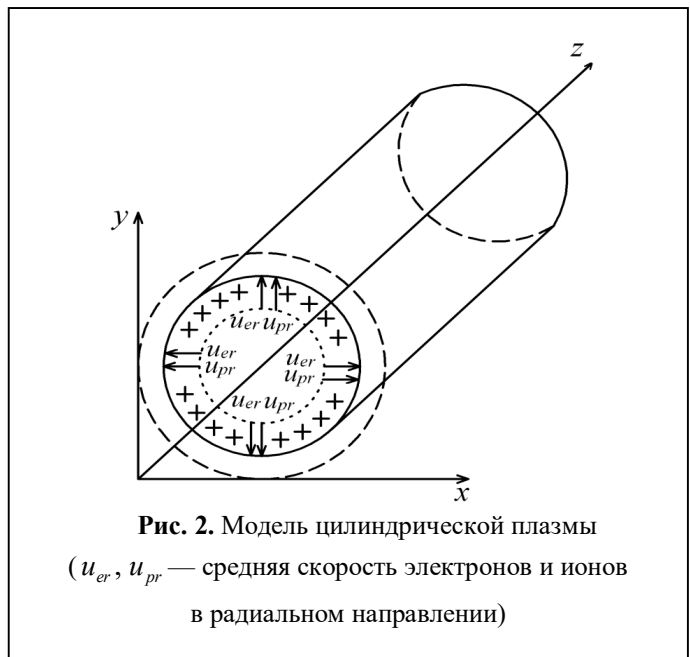


Рис. 2. Модель цилиндрической плазмы (u_{er}, u_{pr} — средняя скорость электронов и ионов в радиальном направлении)

функция Бесселя при нулевых граничных условиях, и при выполнении дополнительного условия — собственные значения данной краевой задачи:

$$n(r) = n(0) J_0 \left(r \sqrt{\frac{z_i}{D_{am}}} \right), \quad (2)$$

здесь J_0 — цилиндрическая функция Бесселя нулевого порядка.

Так как $n(R)=0$, $R=r$, первый корень функция Бесселя равен 2,405, отсюда следует:

$$\sqrt{\frac{z_i}{D_{am}}}R = 2.405, \quad (3)$$

$$z_i = \frac{2.405^2}{R^2} \cdot D_{am}. \quad (4)$$

Коэффициент объёмной ионизации электронов определялся из собственных значений данной краевой задачи, который для цилиндрической плазмы имеет вид (4).

Условия Грановского $n(0) \neq 0$, $n(R) \neq 0$ для цилиндрической плазмы [6]:

$$\left(\frac{\dot{n}}{n}\right)_{r=R} = -\frac{1}{\lambda_p(T_p/T_e)}, \quad (5)$$

где λ_p — длина свободного пробега иона; T_p — ионная температура; T_e — электронная температура.

Для безграничной плазмы коэффициент объёмной ионизации может быть вычислен по формуле [5]:

$$z_i = n_a \langle S_{ia} \mathcal{G} \rangle, \quad (6)$$

где n_a — концентрация атомов; S_{ia} — площадь сечения для ионизирующих соударений; \mathcal{G} — скорость для процесса ионизации.

$$\begin{aligned} z_i &= \int_{v_i}^{\infty} n_a S_0^i \mathcal{G} \left(\frac{\mathcal{G}^2}{\mathcal{G}_i^2} - 1 \right) 4\pi \mathcal{G}^2 f_0 d\mathcal{G} = \\ &= 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} n_a S_0^i \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \left(1 + 2\frac{T_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

где \mathcal{G}_i — пороговая скорость для процесса ионизации; f_0 — изотропная функция распределения; ε_i — энергия ионизации.

Для осуществления ионизации необходимо:

$$S_{ia} = k \left(\frac{\mathcal{G}^2}{\mathcal{G}_i^2} - 1 \right), \quad (8)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/Кл — постоянная Больцмана.

$$\frac{m_e \mathcal{G}_e^2}{2} > E_i, \quad (9)$$

$$S_{ia} \approx \left(\frac{\mathcal{G}^2}{\mathcal{G}_i^2} - 1 \right). \quad (10)$$

При $\mathcal{G} > \mathcal{G}_i$ происходит ионизация.

Так как масса электронов во много раз меньше массы ионов $m_p \gg m_e$, то подвижность ионов во много раз меньше подвижности электронов $b_e \gg b_p$ и $T_p \ll T_e$, отсюда следует, что коэффициент амбиполярной диффузии будет равен:

$$\begin{aligned} D_{am} &= D_p + \frac{b_p \cdot D_e}{b_e} = b_p \frac{kT_p}{e} + \frac{b_p}{b_e} \cdot \frac{b_e kT_e}{e} = \\ &= \frac{b_p}{e} (kT_p + kT_e) = b_p \frac{kT_e}{e}. \end{aligned} \quad (11)$$

Учитывая коэффициент амбиполярной диффузии в (4), коэффициент объёмной ионизации будет равен:

$$z_i = b_p \frac{kT_e}{e} \cdot \frac{2.405^2}{R^2}. \quad (12)$$

Приравняв (7) и (12) получаем:

$$\begin{aligned} b_p \frac{kT_e}{e} \cdot \frac{2.405^2}{R^2} &= 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} n_a S_0^i \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \times \\ &\times \left(1 + 2\frac{T_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

Отсюда можно определить электронную температуру T_e (рис. 3).

Из рис. 3 видно, что параметры цилиндрической плазмы зависят от размеров и геометрии, а так же с увеличением радиуса разрядной трубки R (плазма становится «бесконечная») и с увеличением давления внутри трубки P (увеличивается расстояние между частицами) электронная температура уменьшается (поскольку средняя энергия уменьшается). При больших значениях $P \cdot R$ электронная температура становится постоянной. При проведении расчётов параметров низкотемпературной плазмы было учтено условие малого пространственного заряда, в то время как (особенно в разрядных трубках малого диаметра) величина пространственного заряда (ρ) может быть достаточно велика за счёт поверхностного заряда, образующегося на стенке трубки.

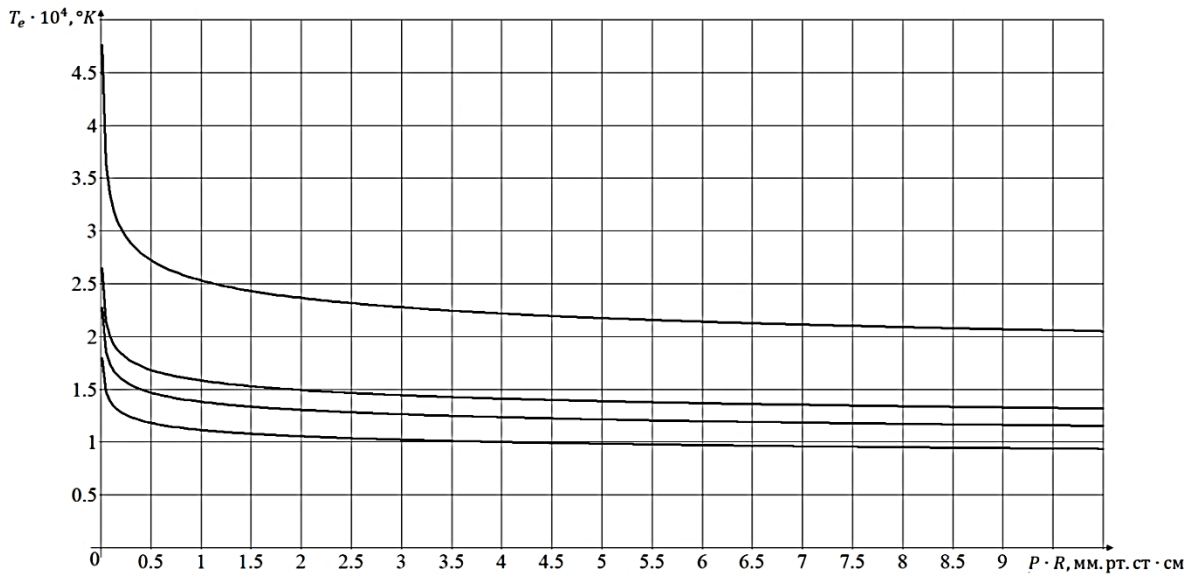


Рис. 3. Электронная температура в цилиндрической плазме, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R , в зависимости от $P \cdot R$ для разных газов (графики сверху вниз: неон, аргон, криптон, ксенон)

Полученный результат электронной температуры T_e не противоречит рассчитанным ранее значениям T_e для плоской ограниченной диэлектрическими стенками модели плазмы, однако при больших радиусах и давлениях отличается от рассчитанных ранее значений [7]. Во-первых, данное отличие связано с тем, что до этого выбиралась модель плоской ограниченной диэлектрическими стенками плазмы. Во-вторых, величина коэффициента объёмной ионизации определяется приближённым значением, рассчитанным на основании собственных значений уравнения баланса для концентрации носителей заряда (прежде рассчитывалась для плазмы с нулевым пространственным зарядом с той же температурой, которая является однородной). Свойства плоской плазмы, ограниченной диэлектрическими стенками в магнитном поле, с ростом магнитного поля существенно зависят от его величины [8]. В слабом магнитном поле вблизи стенок трубки образуется электрическое поле (двойной слой зарядов), которое существенно больше амбиполярного электрического поля внутри низкотемпературной плазмы и обеспечивает равен-

ство потоков заряженных частиц на диэлектрические стенки. С ростом электромагнитной индукции B отрицательный заряд на ограничивающих низкотемпературную плазму стенках может изменяться за счёт изменения параметров движения [8], поскольку электромагнитная индукция закручивает траекторию дрейфа ионов и электронов и влияет на коэффициенты диффузии и параметры движения в магнитном поле.

Те же самые процессы в магнитном поле наблюдаются в цилиндрической модели плазмы. Схожесть данных моделей в том, что противоположные стороны цилиндрической колбы можно рассматривать как стенки в плоской модели плазмы. Основное отличие заключается лишь в сравнительно небольшом расстоянии между стенками плоской плазмы (10^{-3} м), тогда как в цилиндрической плазме радиус колбы на порядок выше (10^{-2} м).

На основе представленных соотношений была разработана программа расчёта электронной температуры газоразрядной плазмы «Tplaz» [9]. Разработанное программное обеспечение реализовано на базе программного

пакета MatLab. Рабочее окно программы расчёта электронной температуры газоразрядной плазмы приведено на рис. 4.

В основу алгоритма программы заложена описанная методика. Важной её особенностью является то, что данное программное обеспечение рассчитывает электронную температуру как для конкретных значений P и R , так и для диапазона параметров P и R .

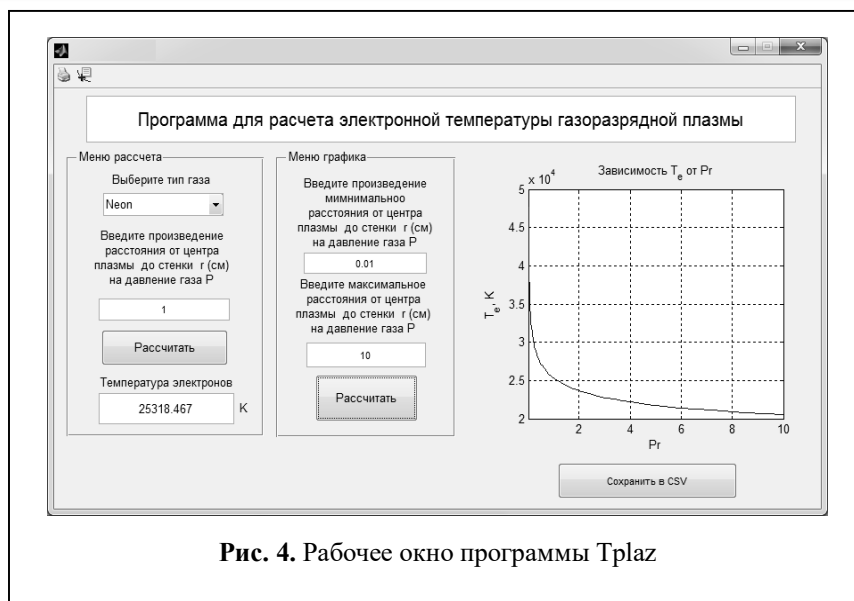


Рис. 4. Рабочее окно программы Tplaz

Пространственный заряд цилиндрической плазмы.

Для модели цилиндрической плазмы, однородной вдоль оси тока разряда OZ , пространственный заряд [10–11] можно определить по формуле:

$$\rho = -\varepsilon_0 \frac{kT_e}{e} \left(\frac{1}{r} \frac{dn}{dr} \frac{1}{n} + \frac{\frac{d^2n}{dr^2} n - \left(\frac{dn}{dr}\right)^2}{n^2} \right), \quad (14)$$

где $n = n(r)$ — поперечное распределение концентрации, которое при нулевых граничных условиях для концентрации $n(R) = 0$ определяется по формуле:

$$n(r) = n(0) J_0 \left(\frac{2,405}{R} r \right). \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получим функцию поперечного распределения пространственного заряда для цилиндрической модели плазмы, справедливую для $0 \leq r < R$:

$$\rho(r) = \varepsilon_0 \frac{kT_e}{e} \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 \left(1 + \frac{J_1^2 \left(\frac{2,405}{R} r \right)}{J_0^2 \left(\frac{2,405}{R} r \right)} \right), \quad (16)$$

где $J_1 \left(\frac{2,405}{R} r \right)$ — функция Бесселя первого порядка.

Характер зависимости пространственного заряда $\rho(r)$ цилиндрической модели плазмы (16) совпадает с поведением пространственного заряда плоской, ограниченной диэлектрическими стенками модели плазмы, а минимальный пространственный заряд в центральной области газоразрядной плазмы $\rho(0)$ равен:

$$\rho(0) = \varepsilon_0 \frac{kT_e}{e} \left(\frac{2,405}{R} \right)^2. \quad (17)$$

Безграничное возрастание величины пространственного заряда на стенках ρ , как и в случае плоской, ограниченной диэлектрическими стенками модели плазмы, связано с выбором нулевых граничных условий.

Заключение

Получены численные значения электронной температуры для цилиндрической модели плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R для разных газов, и построен график зависимости электронной температуры T_e от $P \cdot R$. Разработана программа расчёта электронной температуры газоразрядной плазмы T_e от $P \cdot R$.

Проведено сравнение и анализ полученных результатов, из которых следует, что распределение концентрации носителей заряда будет совпадать в двух моделях плазмы: цилиндри-

ческой плазмы, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R , и плоской плазмы, ограниченной диэлектрическими стенками.

Получена функция поперечного распределения пространственного заряда для цилиндрической, ограниченной диэлектрической поверхностью радиуса R плазмы.

Литература

1. Guo Y., Wu S., Liu X., Yang L., Zhang C. The Application of Microplasma in the Terahertz Field: A Review // *Applied Sciences*. 2021. Vol. 11. P. 11858.
2. Fawole O., Tabib-Azar M. A novel circular micro-plasma magnetic field sensor // 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS). 2015. Pp. 1957–1960.
3. Tabib-Azar M., Pai P. Microplasma Field Effect Transistors // *Micromachines*. 2017. Vol. 8. P. 117.
4. Taccogna F., Dilecce G. Non-equilibrium in low-temperature plasmas // *The European Physical Journal D*. 2016. Vol. 70. Pp. 1–37.
5. Голант В.Е. Основы физики плазмы– 2-е издание, исправленное и дополненное. СПб.: Лань, 2011. 448 с.
6. Грановский В.Л. Электрический ток в газе : установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
7. Bankovsky A.S., Zaharov A.A., Vlasova Y.A., Potapov A.A. Current electrical field intensity and distribution of charged particle density flat discharge

plasma in lateral magnetic field // *Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE 2016)*. 2016. Vol. 2. P. 7878976.

8. Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Poniaev S.A. Gas Discharge in Longitudinal and Transverse Magnetic Field // *IEEE Transactions on Plasma Science*. Vol. 42. Pp. 2548–2549.

9. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2023661071. Программа для расчета электронной температуры газоразрядной плазмы / Потопов А.А., Швачко А.А., Мирошниченко А.Ю. Заявл. 22.05.2023; опублик. 29.05.2023. Бюл. № 6. 1 с.

10. Двинин С.А., Синкевич О.А., Кодирзода З.А., Солихов Д.К. Особенности возбуждения электромагнитного поля в емкостном ВЧ-разряде I. Общие вопросы. Простая модель симметричного разряда. // *Физика плазмы*. 2020. №46(12), С. 1094–1118.

11. Иосилевский И.Л., Зорина И.Г. Аномалии профиля пространственного заряда и фазовые переходы в модифицированных моделях однокомпонентной плазмы // *Теплофизика высоких температур*. 2021. Т. 59. №. 6. С. 836–843.

12. Банковский А.С., Захаров А.А., Потопов А.А., Швачко А.А. Влияние пространственного заряда в газоразрядной плазме на устойчивость баланса частиц и токовую составляющую напряженности электрического поля // *Радиотехника*. 2020. Т. 84. № 7(14). С. 50–58.

Поступила 1 июля 2023 г.

English

ELECTRON TEMPERATURE AND SPACE CHARGE DISTRIBUTION IN GAS-DISCHARGE PLASMA

Andrey Andreevich Potapov — postgraduate student, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov.

E-mail: potapov.andrey13@mail.ru

Alexander Alekseevich Shvachko — PhD, Associate Professor, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov.

E-mail: alexandr1899@gmail.com

Address: 394064, Russian Federation, Saratov, Politechnicheskaya st., 77.

Abstract: Low-temperature plasma is used in various electronics areas, for example, in microplasma terahertz amplifiers of traveling wave, where the electron beam is replaced by plasma to measure magnetic fields. It is also used in microplasma Hall devices for measuring the concentration and charge-carrier mobility. Neutral particles ionization by ions is required for electric current to flow in a gas. Thereby the gas gets out of the state of thermal balance. The condition of ionization equilibrium is met in thermal equilibrium, from which Saha equation follows and it increases significantly. Whereas electrons should be the most active particles in case of disequilibrium. Electron temperature and space charge in low-temperature plasma can result in changes in physical properties of the corresponding plasma devices, their parameters and temporal instability. The knowledge of analytical dependences of space charge distribution and electron temperature of gas-discharge plasma in certain modes of electric current flow will enable to evaluate in detail its effect on

the properties of such electronic devices. This work target is to obtain and analyze analytical expressions for the electron temperature and space charge of cylindrical plasma bounded by R- radius dielectric surface. Numerical values of the electron temperature for a cylindrical plasma model with various gases were obtained in the article and dependency graph of the electron temperature on the pressure and cylindrical tube radius was constructed. The obtained results were compared, analyzed and it follows that magnetic field effect and the distribution of charge carrier concentration will coincide, both in cylindrical plasma bounded by R-radius dielectric surface and in flat plasma bounded by dielectric walls. Lateral distribution function of the space charge is obtained for cylindrical plasma bounded by R-radius dielectric surface. The calculation results enable to estimate the impact of electron temperature and space charge on plasma devices' properties.

Keywords: Low-temperature plasma, cylindrical model, electron temperature, space charge, electron concentration, plasma model.

References

1. Guo Y., Wu S., Liu X., Yang L., Zhang C. The Application of Microplasma in the Terahertz Field: A Review. *Applied Sciences*. 2021. Vol. 11. P. 11858.
2. Fawole O., Tabib-Azar M. A novel circular micro-plasma magnetic field sensor. 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS). 2015. Pp. 1957–1960.
3. Tabib-Azar M., Pai P. Microplasma Field Effect Transistors. *Micromachines*. 2017. Vol. 8. P. 117.
4. Taccogna F., Dilecce G. Non-equilibrium in low-temperature plasmas. *The European Physical Journal D*. 2016. Vol. 70. Pp. 1–37.
5. Golant V.E. *Fundamentals of Plasma Physics - 2nd edition, revised and expanded*. St. Petersburg: Lan', 2011. 448 p.
6. Granovsky V.L. *Electric current in gas: steady state current*. Moscow: Nauka, 1971. 543 p.
7. Bankovsky A.S., Zaharov A.A., Vlasova Y.A., Potapov A.A. Current electrical field intensity and distribution of charged particle density flat discharge plazma in lateral magnetic field. *Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE 2016)*, 2016. Vol. 2, P. 7878976.
8. Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Poniaev S.A. Gas Discharge in Longitudinal and Transverse Magnetic Field. *IEEE Transactions on Plasma Science*. Vol. 42. Pp. 2548–2549.
9. Certificate of state registration of the computer program No. 2023661071. Program for calculating the electron temperature of gas-discharge plasma. Potapov A.A., Shvachko A.A., Miroshnichenko A.Yu. *Appl.* 05.22.2023; publ. May 29, 2023. *Bull.* No. 6. 1 p.
10. Dvinin S.A., Sinkevich O.A., Kodirzoda Z.A., Solikhov D.K. Peculiarities of excitation of an electromagnetic field in a capacitive RF discharge I. General questions. A simple model of a symmetrical discharge. *Fizika plazmy*. 2020. No. 46(12). Pp. 1094–1118.
11. Iosilevsky I.L., Zorina I.G. Anomalies of the space charge profile and phase transitions in modified models of one-component plasma. *High Temperature (Teplofizika Vysokikh Temperatur)*. 2021. V. 59. No. 6. Pp. 836–843.
12. Bankovsky A.S., Zakharov A.A., Potapov A.A., Shvachko A.A. Influence of space charge in gas-discharge plasma on the balance stability of particles and the current component of the electric field strength. *Radiotekhnika*. 2020. V. 84. No. 7(14). Pp. 50–58.