

УДК 537.523:533.9

DOI: 10.36979/1694-500X-2025-25-12-4-10

## РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕРАВНОВЕСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА

*А.Н. Айтимбетова, В.М. Лелевкин*

**Аннотация.** На основе уравнений магнитной газовой динамики проводится расчет характеристик неравновесного микроволнового разряда в коаксиальном плазмотроне с укороченным внутренним электродом в зависимости от подводимой мощности электромагнитного излучения и расхода газа. Результаты сравниваются с экспериментальными данными и расчетами в рамках равновесной модели плазмы. Получено, что температура плазмы микроволнового разряда всегда термически неравновесна. Это качественно изменяет газодинамическую картину течения, и от режима «обтекания» ядра равновесного разряда потоком газа наблюдается режим «протекания» газа через неравновесный разряд. С увеличением расхода холодного газа уменьшаются радиальные размеры ядра разряда, снижается мощность диссипации электромагнитного излучения и нагрев газа. С понижением подводимой мощности электромагнитного поля условная граница переднего фронта разряда смещается вниз по потоку, снижается диссипация мощности электромагнитного излучения, напряженность электрического поля и температура тяжелых частиц. При этом незначительно повышается температура электронов и нагрев газа.

**Ключевые слова:** плазма; сверхвысокочастотный разряд; микроволновой разряд; неравновесность; фокусировка; диссипация.

## ТЕҢ САЛМАКСЫЗ МИКРОТОЛКУН РАЗРЯДЫНЫН МҮНӨЗДӨМӨЛӨРҮН ЭСЕПТӨӨ

*А.Н. Айтимбетова, В.М. Лелевкин*

**Аннотация.** Магниттик газ динамикасынын теңдемелеринин негизинде ички электроду кыскартылган коаксиалдуу плазмотрондогу тең салмаксыз микротолкун разрядынын мүнөздөмөлөрү эсептелет. Мында бул мүнөздөмөлөрдүн разрядга түшүүчү электромагниттик нурлануунун кубаттуулугу менен газдын чыгымынан көз карандылыгы каралат. Алынган жыйынтыктар эксперименттердин натыйжалары жана плазманын тең салмактуу модели аркылуу жүргүзүлгөн эсептөөлөрдүн жыйынтыктары менен салыштырылат. Микротолкун разрядынын плазмасынын температурасы дайыма термикалык жактан тең салмаксыз болоору аныкталды. Бул болсо агымдын газ динамикасынын көрүнүшүн жана газ агымынын тең салмактуу разрядды «айланып өтүү» режимин таптакыр эле өзгөртөт; тең салмаксыз разряд аркылуу газдын «агып өтүү» режимин байкалат. Муздак газ агымынын чыгымынын чоңоюшу менен разряддын өзөгүнүн радиалдык өлчөмү кичирейет, жутулуучу электромагниттик нурлануунун кубаттуулугу жана газдын ысышы төмөндөйт. Разрядга түшүүчү электромагниттик нурлануунун кубаттуулугунун төмөндөшү менен разряддын алдыңкы фронтунун шарттуу чеги агым боюнча ылдый жылат, электромагниттик нурлануунун жутулуу кубаттуулугу, электр талаасынын чыңалышы жана оор бөлүкчөлөрдүн температурасы азаят. Ушул эле учурда электрондордун температурасы жана газдын ысышы бир аз жогорулайт.

**Түйүндүү сөздөр:** плазма; ашкере жогорку жыштыктагы разряд; микротолкун разряды; тең салмаксыздык; топтолуу; жутулуу.

## CALCULATION OF NONEQUILIBRIUM CHARACTERISTICS MICROWAVE DISCHARGE

*A.N. Aitimbetova, V.M. Lelevkin*

**Abstract.** Based on the equations of magnetic gas dynamics, the characteristics of a nonequilibrium microwave discharge in a coaxial plasma torch with a shortened inner electrode are calculated depending on the supplied electromagnetic radiation power and gas consumption. The results are compared with experimental data and calculations in the equilibrium plasma model. It was found that the temperature of microwave discharge plasma is always thermally non-equilibrium. This qualitatively changes the gas-dynamic picture of the flow and from the regime of “flowing around” the core of an equilibrium discharge by a gas flow, a regime of “flowing” gas through a nonequilibrium discharge is observed. With an increase in the flow rate of cold gas, the radial dimensions of the discharge core decrease, the power of electromagnetic radiation dissipation and gas heating decrease. With a decrease in the supplied power of the electromagnetic field, the conditional boundary of the leading edge of the discharge shifts downstream, the dissipation of the power of electromagnetic radiation, the electric field strength and the temperature of heavy particles decreases. At the same time, the electron temperature and gas heating increase slightly.

**Keywords:** plasma; ultrahigh frequency discharge; microwave discharge; disequilibrium; focusing; dissipation.

Математическое моделирование микроволновых или сверхвысокочастотных (СВЧ) разрядов позволяет выяснить физику протекающих процессов и установить связь между характеристиками плазмы и внешними управляющими параметрами, такими как мощность подводимого электромагнитного поля и расход газа.

В данной работе проводится расчет характеристик неравновесного микроволнового разряда в коаксиальном плазмотроне с укороченным внутренним электродом, разработанного в институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН [1–3] в зависимости от подводимой мощности электромагнитного излучения и расхода газа. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными измерениями и данными, полученными в рамках равновесной модели плазмы [4].

**Двухтемпературная модель плазмы.** Для описания неравновесного СВЧ-разряда коаксиального плазмотрона [1–3], используется двухтемпературная модель плазмы, основанная на уравнениях магнитной газовой динамики [5–6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{5}{2} n_e k T_e \vec{V}_e \right) = \frac{1}{2} \sigma E^2 + \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) - B_{ea} (T_e - T_h) - \phi_e - U_i \dot{n}_e,$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_a + n_i) k T_h + \frac{5}{2} \nabla \cdot (n_a + n_i) k T_h \vec{V} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T_h) + B_{ea} (T_e - T_h).$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{V}_e) = \dot{n}_e, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0,$$

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\rho \vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla \left( p + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{V} \right) + 2 \nabla \cdot \left( \eta \dot{\vec{S}} \right) + \frac{\sigma}{4} (\vec{E} \times \vec{B}^* + \vec{E}^* \times \vec{B}),$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho_e,$$

$$\vec{V}_e = \vec{V} + \vec{V}_D + \vec{V}_A + \vec{V}_T, \quad \vec{V}_D = \sigma \vec{E} / e n_e, \quad \vec{V}_A = -D_A \nabla \ln n_e, \quad \vec{V}_T = -D_A \nabla \ln T_e / 2.$$

Решение уравнений, задание граничных условий и коэффициентов плазмы аргона при атмосферном давлении проводится аналогично работам [4–5]. Исходные данные расчета характеристик СВЧ-разряда соответствуют условиям экспериментов [1–4]: длина канала – 20 см, радиус – 13 мм, внутренний электрод выполнен в виде трубки для транспортировки потока газа, в котором радиус отверстия

и толщина стенок составляют 0,75 мм, расход газа  $G_0 = 1, 5, 10$  л/мин, подводимая мощность электромагнитного излучения  $P_I = 1000, 500, 250, 150, 100$  Вт.

**Результаты расчета.** Подводимое в канал коаксиального плазмотрона электромагнитное излучение нагревает легкий электронный газ до температур  $T_e \sim 6000 \div 12000$  К, который в результате соударений с тяжелыми частицами (атомы, ионы) передает им часть своей кинетической энергии (пропорционально отношению масс электронов и тяжелых частиц  $\sim m_e/m$  [7]) и нагревает его до температур  $T = T_h \sim 2000 \div 3000$  К (рисунки 1–3). В результате температура плазмы СВЧ-разряда  $T_e > T$  всегда термически неравновесна. Например, на оси вблизи переднего фронта в ядре разряда  $T_e$  больше  $T$  практически в 10 раз (см. рисунок 2), а далее вниз по потоку плазмы, вследствие интенсивного увеличения частоты соударений электронов с тяжелыми частицами, происходит уменьшение электронной температуры и рост температуры тяжелых частиц. В радиальном направлении от оси к периферии СВЧ-разряда картина распределения температур  $T, T_e$  качественно меняется, и с ростом координаты  $z$  отрыв температуры электронов от температуры тяжелых частиц возрастает (см. рисунок 2).

Подводимый в канал плазмотрона через внутренний электрод ламинарный поток «холодного» газа оказывает динамическое давление на разряд, смещает его вниз по потоку, образует вблизи переднего теплового фронта область повышенного давления (см. рисунок 3). Под действием температуры СВЧ-разряда поток «холодного» газа нагревается, плотность уменьшается более чем в 10 раз и возрастает

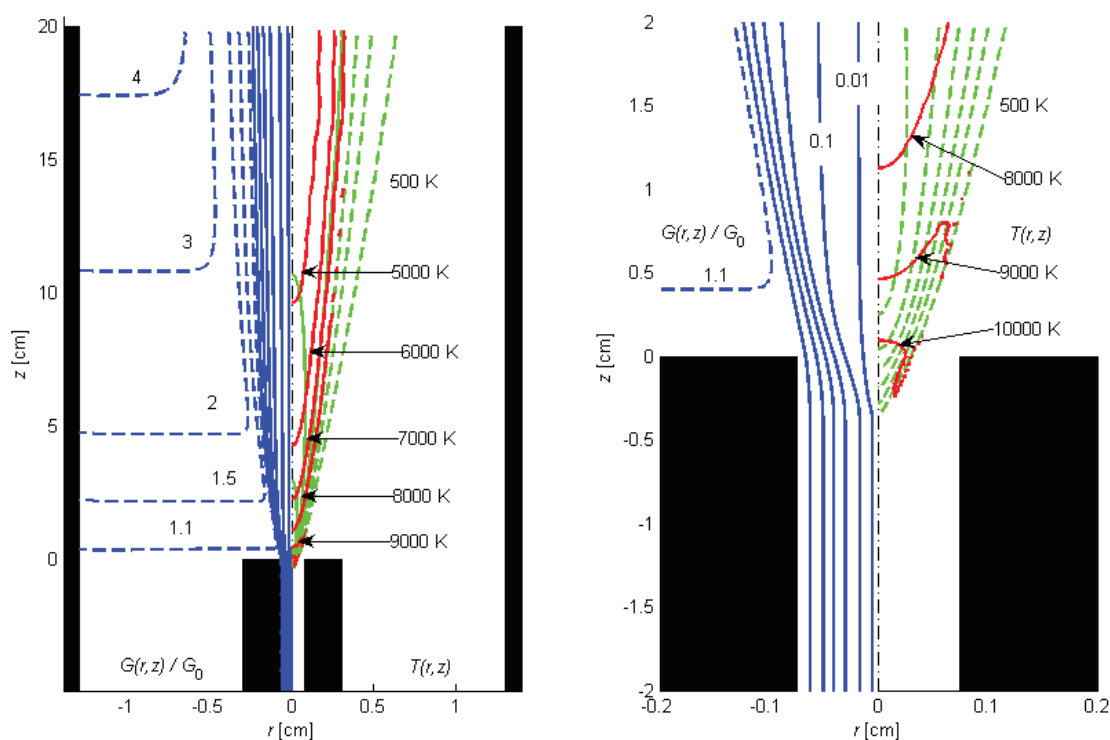


Рисунок 1 – СВЧ-разряд в коаксиальном канале плазмотрона (слева) и фрагмент расчетной области вблизи внутреннего электрода (справа): 1) линии тока  $G(r, z) / G_0$  (пунктирные линии – подсос газа в разряд через пористые стенки канала, сплошные линии – 0,01, 0,1 (шаг 0,2), подводимый через внутренний электрод расход газа  $G_0 = 5$  л/мин); 2) поля температур  $T(r, z)$  (электроны – сплошные линии, тяжелые частицы – пунктирные линии от  $T = 500$  К с шагом – 500 К)

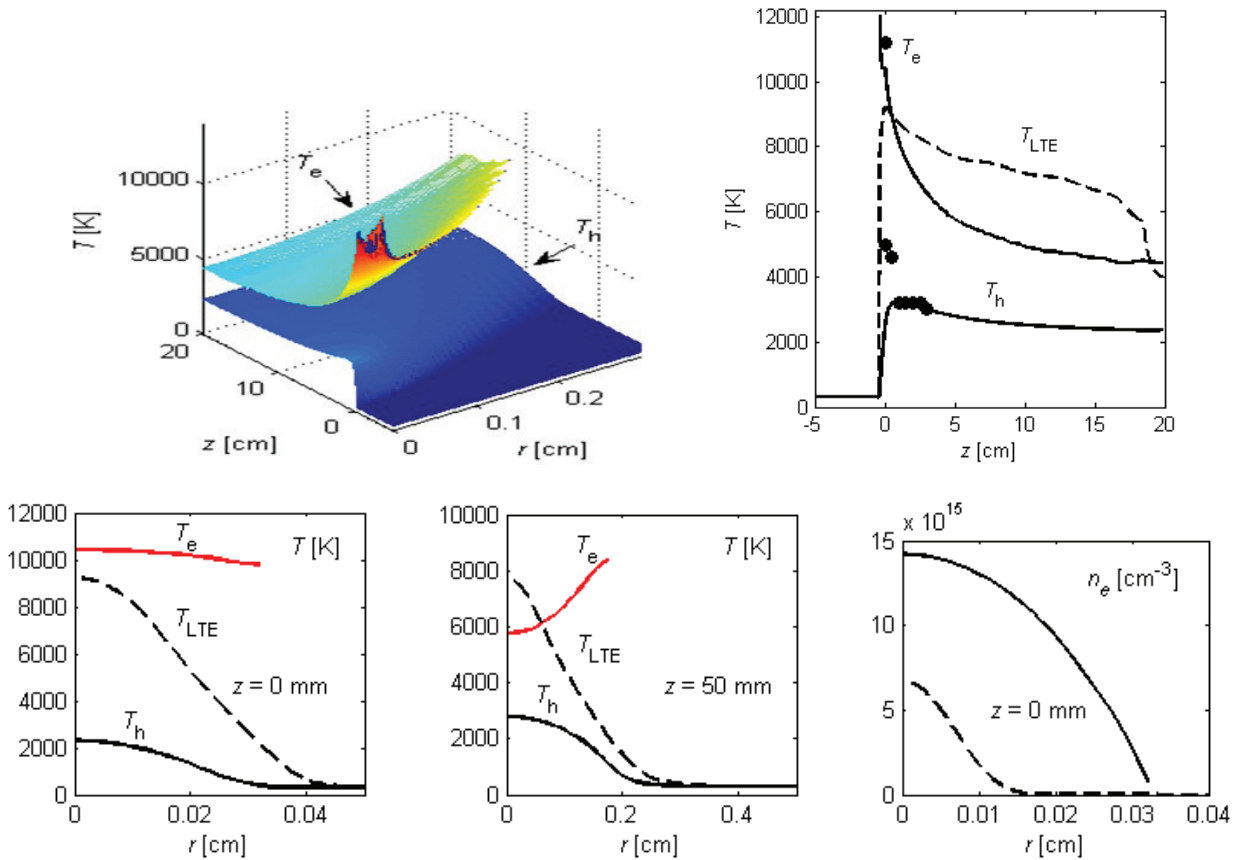


Рисунок 2 – Распределение температуры электронов  $T_e$ , тяжелых частиц  $T_h$  и концентрации электронов  $n_e$  по сечению СВЧ-разряда (пунктир – равновесная модель  $n_e$ ,  $T_{LTE}$ ), сравнение осевых значений температур с экспериментами [2, 8] (точки)

его объем. Поэтому через передний тепловой фронт разряда протекает менее 10 % газа от подводимого расхода (см. рисунок 1). Остальное количество газа обтекает ядро разряда, нагревается, расширяется, способствует формированию вытянутой «эллиптической формы» ядра разряда и смещает «холодные» слои газа к стенкам канала, защищая тем самым их от теплового воздействия плазмы (см. рисунок 1). В приосевой области перед передним фронтом разряда градиент давления притормаживает поток газа, а далее ускоряет его при прохождении через передний фронт. Роль электромагнитных сил заметна на переднем фронте ядра разряда, которые «сжимают» плазму в радиальном направлении и ускоряют её в аксиальном. Неравновесность плазмы качественно изменяет газодинамическую картину течения: от режима «обтекания» ядра равновесного СВЧ-разряда [4, 7], наблюдается режим «протекания» газа через разряд. Причем расход протекающего газа через разряд возрастает с увеличением температурной неравновесности плазмы  $G_k \sim (1 - T/T_e)$ .

В СВЧ-разряде можно условно выделить две характерные области:

1. *Высокотемпературное, токопроводящее ядро плазмы* ( $\sigma \neq 0$ ,  $0 \leq r \leq R_k$ ), внутри которого концентрация электронов выше критической ( $n_e > n_{ec} = m_e(\omega^2 + \nu_e^2)\epsilon_0 / e^2$  [7]). Распределение концентрации электронов по сечению разряда более наполненное, чем в равновесном случае, и определяется, в основном, электронной температурой (см. рисунок 2). Концентрация электронов максимальна

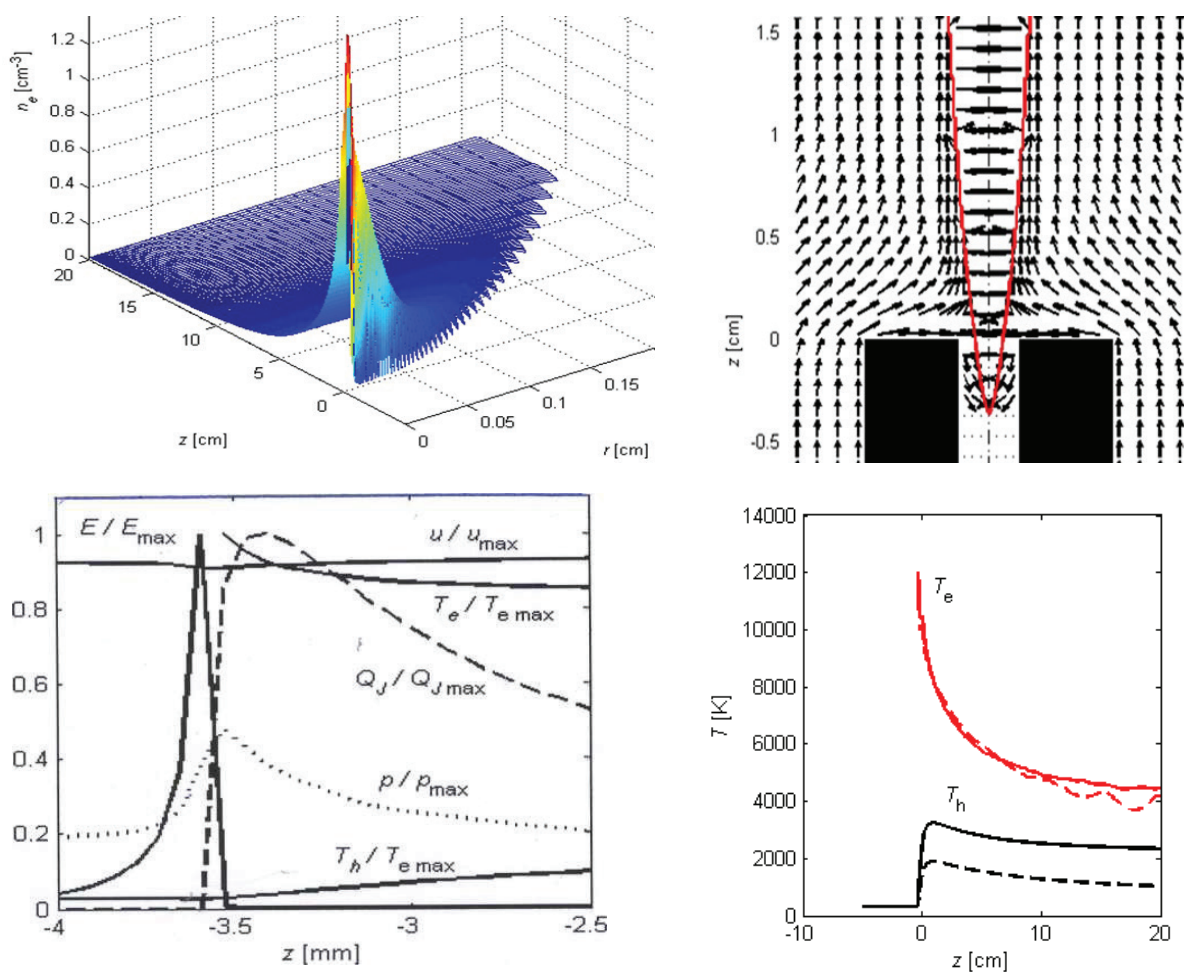


Рисунок 3 – Концентрация электронов в СВЧ-разряде (масштаб  $n_e \cdot 10^{16} [\text{см}^{-3}]$ ), фрагмент направлений вектора Умова – Пойнтинга, ядро разряда (сплошная линия), слева – характеристики на оси переднего фронта разряда:  $E_{\text{max}} = 45 \text{ кВ/см}$ ,  $T_{e \text{ max}} = 11837 \text{ К}$ ,  $Q_{J \text{ max}} = 79 \text{ кВт/см}^3$ ,  $u_{\text{max}} = 102 \text{ м/с}$ ,  $p_{\text{max}} = 844 \text{ Па}$  и справа – осевые изменения  $T_e$ ,  $T_h$  (сплошные линии –  $P_I = 1000$ , пунктирные –  $150 \text{ Вт}$ )

в области переднего фронта СВЧ-разряда, а на границе ядра распределение  $n_e$  имеет периодический характер, соответствующий изменению напряженности электрического поля (см. рисунок 3).

2. Низкотемпературный бестоковый плазменный факел ( $\sigma \approx 0$ ,  $r > R_k$ ). Подводимая в канал по коаксиальному волноводу электромагнитная волна практически не проникает в приосевую область разряда, а отражается от ядра (см. рисунок 3) и распространяется вдоль его границы ( $r \approx R_k$ :  $n_e \approx n_{ec}$ ). Ядра разряда являются как бы продолжением внутреннего электрода (см. рисунок 1), который способствует формированию и распространению поверхностной электромагнитной волны. Уменьшение радиальных размеров «эллиптического ядра» к начальному сечению ( $z \rightarrow z_{\text{min}}$ ,  $R_k(z) \rightarrow 0$ ) приводит к «самофокусировке» электромагнитного излучения, формированию «крутого» переднего фронта (см. рисунок 3), росту напряженности электрического поля, интенсивной диссипации электромагнитного излучения, увеличению температуры и ионизации газа. Поэтому максимальное значение напряженности электрического поля достигается на переднем фронте СВЧ-разряда (см. рисунок 3):  $E \sim 45 \text{ кВ/см}$ .



Следует отметить, что из-за большего радиального размера ядра неравновесного СВЧ-разряда напряженность электрического поля гораздо меньше, чем в равновесном  $E \sim 65$  кВ/см.

Передний фронт является основной областью нагрева и ионизации газа СВЧ-разрядом, благодаря мощному выделению «джоулевого тепла» (см. рисунок 3). Далее в аксиальном направлении вдоль границы ядра происходит резкое уменьшение диссипации электромагнитного излучения, а в радиальном направлении диссипация затухает вблизи границы токопроводящего разряда на расстоянии, равном толщине скин-слоя. Полная энергия диссипации излучения в СВЧ-разряде составляет  $\sim 30$  % от подводимой мощности (таблица 1) и идет на поддержание температуры разряда, нагрев потока «холодного» газа, стенок коаксиального канала и внутреннего электрода (в равновесном разряде это составляет  $\sim 50$  %). По сравнению с равновесным разрядом, мощность отраженной электромагнитной энергии уменьшается на  $\sim 25$  %, но заметно увеличивается мощность прошедшего сквозь разряд излучения.

Из сравнения результатов с экспериментальными данными [1–3] и расчетами в рамках равновесной модели плазмы [4] видно (см. рисунок 2), что равновесная модель плазмы занижает температуру (соответственно и концентрацию электронов) относительно температуры электронов и завышает её относительно температуры тяжелых частиц. Расчетные значения температуры тяжелых частиц  $T_h \approx 3200 \div 3500$  К соответствуют опытным данным [2], а температура электронов  $T_e \sim 3000 \div 5000$  К в экспериментах [1–2] занижена по сравнению с расчетами  $T_e \sim 11800$  К и измерениями [8]  $T_e \sim 11600$  К (см. рисунок 3).

Определение концентрации электронов в [1], основанное на просвечивании плазменного факела микроволновыми частотами, согласуется с результатами расчетов (см. рисунки 2–3): в ядре СВЧ-разряда концентрации электронов порядка  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а в плазменном факеле –  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

В работах [1–3] наблюдалось яркое свечение плазмы в виде стержня «керна» диаметром 1–2 мм и длиной 1–2 см, за которым следует протяженная область менее яркого свечения. По результатам расчета (см. рисунок 1), область яркого свечения аргона ( $T > 8000$  К) располагается внутри ядра СВЧ-разряда длиной  $\sim 1,5$  см и диаметром  $\sim 2 \div 3$  мм, что в пределах погрешностей эксперимента согласуется с опытными данными.

С понижением подводимой мощности электромагнитного поля условная граница переднего фронта СВЧ-разряда смещается вниз по потоку от начального сечения, так как снижаются диссипация мощности электромагнитного излучения, напряженность электрического поля, частота соударений электронов с тяжелыми частицами и, соответственно, уменьшается температура тяжелых частиц (см. рисунок 3, таблицу 1). При этом незначительно повышается температура электронов (см. таблицу 1), возрастает КПД нагрева газа порядка 30 % ( $P_I = 1000$  Вт) до  $\sim 50$  % ( $P_I = 100$  Вт), температурная неравновесность плазмы ( $\sim T_e/T$ ) в ядре СВЧ-разряда и количество газа, протекающего через разряд. В процессе численного решения уравнений при  $P_I = 50$  Вт, наблюдается уменьшение температуры плазмы, и СВЧ-разряд постепенно сдувается потоком «холодного» газа. В равновесном СВЧ-разряде это происходило при  $P_{min} = 250$  Вт. Следовательно, существует предельное значение подводимой мощности электромагнитного излучения, при котором реализуется стационарный режим горения СВЧ разряда ( $P_I > P_{min}$ ).

При увеличении расхода, основной поток холодного газа обтекает разряд, нагревается кондуктивным потоком тепла из высокотемпературной области, расширяется и оказывает динамическое воздействие на ядро СВЧ-разряда. Это приводит к уменьшению радиальных размеров ядра СВЧ-разряда, росту напряженности электрического поля, температуры тяжелых частиц, скорости потока плазмы и снижению количества газа, протекающего через разряд. Вниз по потоку из-за нагрева холодного окружающего газа сокращается объем ядра СВЧ-разряда, что приводит к уменьшению его размеров, снижению полной мощности диссипации электромагнитного излучения и КПД нагрева газа. С уменьшением  $G_0$  снижается динамическое давление «холодного» потока газа на СВЧ-разряд, и условная граница переднего фронта смещается навстречу «холодному» потоку газа. При  $G_0 < 1$  л/мин поток плазмы начинает взаимодействовать со стенками внутреннего электрода, а на расстояниях  $z > 15$  см

и со стенками канала плазмотрона. В результате нагрева стенок появляются признаки неустойчивости численного решения СВЧ-разряда.

Таблица 1 – Характеристики микроволнового разряда: подводимая  $P_p$ , диссипированная  $P_d$ , отраженная  $P_R$ , прошедшая  $P_T$  мощности электромагнитного излучения, напряженность электрического поля  $E$ , концентрация электронного газа  $n_e$ , осевая температура тяжелых частиц  $T_{\theta}$ , осевая скорость плазмы  $u_{\theta}$ , осевая температура электронов  $T_e$

$P_p$ Вт	$P_d$ Вт	$P_R$ Вт	$P_T$ Вт	$E$ , кВ/см	$n_e \cdot 10^{-22}$ , м <sup>-3</sup>	$T_{\theta}$ К	$u_{\theta}$ м/с	$T_e$ К
1000	340	415	245	59,6	1,93	3205	102	12158
500	214	218	68	40,6	1,69	2581	99	12712
250	123	111	16	28,4	1,45	2157	97	12781
150	80	67	3	21,2	1,27	1892	96	12997
100	53	46	1	16,7	1,14	1687	96	12988

**Выводы.** Из проводимых результатов расчета и сравнения с опытными данными следует, что для описания характеристик СВЧ-разряда хорошим приближением является неравновесная двухтемпературная модель плазмы, основанная на уравнениях магнитной газовой динамики.

Поступила: 06.10.2025; рецензирована: 20.10.2025; принята: 22.10.2025.

#### Литература

1. Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Malykh N.I. et al. Preprint № 1. 1999. М.: Russian Academy of Sciences, General Physics Institute. Plasma coaxial discharge as a new type of the microwave surface wave discharge.
2. Бархударов Э.М. Импульсно-периодический факел в коаксиальном волноводе. температура нейтрального компонента / Э.М. Бархударов, С.И. Грицинин, Г.В. Дрейден [и др.] // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 6. С. 575.
3. Грицинин С.И. Импульсно-периодический факел в коаксиальном волноводе. Динамика формирования и пространственная структура / С.И. Грицинин, В.Ю. Князев, И.А. Косый [и др.] // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 3. С. 283.
4. Грицинин С.И. Микроволновый факел с аксиальной инжекцией газа (численный анализ) / С.И. Грицинин, А.М. Давыдов, И.А. Косый [и др.] // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 7. С. 655.
5. Кулумбаев Э.Б. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Прикладная химия плазмы / Э.Б. Кулумбаев, В.М. Лелевкин, В.Ф. Семенов. М.: Янус-К., 2006. 437 с.
6. Лелевкин В.М. Введение в физику плазмы / В.М. Лелевкин. Бишкек: Изд-во КРСУ, 2022. 192 с. DOI: 10.36979/978-9967-19-849-4-2021.
7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. М.: Наука, 1987. 592 с.
8. Jonkers J., Hartgers A., Selen L. J. et al. Plasma Sources Sci // Technol. 1999. Vol. 8. P. 49.