

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
И ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ© 2023 г. А. И. Сайфутдинов^{а,*}, С. С. Сысоев^б^а Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия^б Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 09.01.2023 г.

После доработки 14.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

Представлены результаты численных исследований кинетики быстрых электронов и параметров плазмы в отрицательном свечении тлеющего разряда в гелии при низком давлении. Показано, что температура электронов в области отрицательного свечения является низкой и составляет десятки доли эВ. В рамках численных расчетов продемонстрировано формирование узких пиков на функции распределения электронов и зависимости дифференциального потока от энергии, связанных с быстрыми электронами, образовавшимися в реакциях пеннинговской ионизации. Результаты численных расчетов подтверждены результатами зондовой диагностики плазмы. Показана возможность определения концентрации возбужденных атомов гелия в плазме отрицательного свечения путем регистрации быстрых электронов, рожденных в результате реакций пеннинговской ионизации.

Ключевые слова: тлеющий разряд, отрицательное свечение, быстрые электроны, функция распределения электронов, пеннинговская ионизация

DOI: 10.31857/S0367292123600024, EDN: WYFDFH

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика неравновесной газоразрядной плазмы относится к бурно развивающимся областям современной науки. Такое развитие стимулируют широкие применения низкотемпературной плазмы в различных современных технических приложениях [1–4]. Наиболее известным генератором неравновесной плазмы является классический тлеющий разряд (ТР) постоянного тока [5, 6]. В нем помимо катодного и анодного слоев (КС и АС) существуют две принципиально отличающихся по своей природе плазмы: прикатодная плазма, включающая в себя плазму отрицательного свечения (ОС) и фарадеева темного пространства (ФТП), и плазма положительного столба (ПС). ПС является автономным и поддерживается собственным электрическим полем. Он в достаточной степени изучен. Накоплен и подытожен достаточно обширный материал [5, 6]. В настоящее время значительное внимание уделяется применениям плазмы ПС в фундаментальных исследованиях [5, 7–10]. При этом областям ОС и ФТП продолжительное время не уделялось должного внимания [5, 6, 11]. Несмотря на это, для разрядов при низких давлениях было уста-

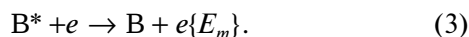
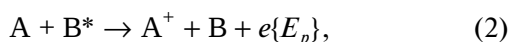
новлено, что плазма в ОС формируется пучком быстрых электронов, набравшим свою энергию в КС, и был сделан вывод, что источник ионизации является нелокальным [5, 6, 11]. Кроме того, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в плазме ОС и ФТП является нелокальной, т.е. различные группы электронов в плазме ведут себя независимо друг от друга (они не успевают “перемешаться” из-за столкновений при своем движении от места их рождения до границ плазменного объема) [6, 11]. Условие формирования нелокальной ФРЭ в плазме

$$\lambda_e \geq L, \quad (1)$$

где $\lambda_e = \lambda / \delta^{1/2} > 100\lambda$. Здесь λ – длина свободного пробега электрона, а $\delta = 2m_e/M$ – отношение массы электрона к массе тяжелой частицы.

Главное следствие нелокальности источника ионизации в области ОС – низкая температура основной группы электронов, составляющая, в отличие от плазмы ПС, десятки доли 1 эВ [6, 11]. В этом случае положение отрицательного потенциала стенки $e\Phi_w$ (разность потенциалов между осью и стенкой разрядного объема, равная не-

скольким температурам (средним энергиям) электронов (подробнее см., например, [6, 11]) разделяет весь ансамбль электронов на две характерные группы. Электроны с энергией $\epsilon < e\Phi_w$ заперты в объеме и их ФРЭ зависит только от ϵ [6]. В то же время электроны с энергией $\epsilon > e\Phi_w$ уходят на стенки в режиме свободной диффузии. В этом случае рождающиеся в реакциях пеннинговской ионизации (ПИ) и ударов второго рода быстрые электроны с энергией $E_p > e\Phi_w$ попадают на границы плазменного объема, не успевая изменить свою энергию из-за столкновений в объеме плазмы. В результате их ФРЭ повторяет исходный спектр реакций ПИ и ударов второго рода, т. е. состоит из узких пиков, соответствующих значениям энергии их образования E_p ,



Этот факт, позволил в плазме ОС в инертных газах (гелии или аргоне) при низких давлениях по реакциям (2) идентифицировать примеси А по спектру быстрых электронов $E_p = E_m - E_i$ (E_m и E_i — энергия возбуждения буферного газа B^* и энергия ионизации примеси соответственно), регистрируемых с помощью классических зондов И. Ленгмюра [12] и получил название метода плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) [13–23]. Отметим, что основы этого метода фактически были заложены еще в работе [16]. Реакции ПИ исследовались в плазме послесвечения и атомных пучках, изучалось распределение образовавшихся электронов по энергиям. В рамках этого направления выполнено большое число экспериментальных работ [16–21], ему посвящен ряд обзоров, например [12, 13]. Позднее в работах Санкт-Петербургской научной школы были развиты методы определения точных значений вероятностей заселения различных состояний образующегося иона и суммарных значений столкновения. Был разработан метод, позволивший в условиях плазмы послесвечения измерять спектр появившихся при реакции ПИ электронов в абсолютной мере [13–15, 21, 22]. Как следствие, эта методика была предложена и реализована для анализа сравнительно простых газов в плазме ОС в работе [23]. Была показана возможность идентификации в буферном гелии примесей инертных газов и некоторых молекулярных газов, в частности, компонент воздуха: азота и кислорода, углекислого газа. В последние годы это направление получило развитие в сторону увеличения номенклатуры анализируемых газов [24], а также в сторону возможности измерений при средних и высоких давлениях [25–27]. Однако по-прежнему остаются актуальными вопросы, связанные с корректным описанием плазмы ОС и воспроиз-

ведения таких тонких эффектов, как формирование спектра быстрых электронов, наблюдаемых в [23–27].

Естественным языком для описания таких сильнонеравновесных систем и явлений является физическая кинетика, основанная на решении пространственно-неоднородного кинетического уравнения Больцмана для электронов [5, 6, 8]. Отметим, что в последние годы набрали большую популярность гибридные модели газоразрядной плазмы, в которых тяжелые частицы (ионы, возбужденные частицы, нейтралы) описываются уравнениями гидродинамического приближения, а электроны методом PIC/MCC [28–31]. Идея этого метода заключается в следующем: рассчитывается траектория электрона, стартующего с катода, согласно уравнениям механики движения в заданном электрическом поле; при этом упругое и неупругое рассеяние электрона учитывается как случайный процесс. При ионизации электронным ударом появляется новый электрон со своей случайной траекторией, и так далее. Если насчитать достаточное число броуновских траекторий, можно по этой выборке собрать статистику, как концентрации электронов, так и плотности актов ионизации, и получить многомерную гистограмму распределения источника ионизации по пространству разряда. В результате таких численных решений определяют эмпирическое распределение источника ионизации и замыкают систему уравнений гидродинамики для электронов и ионов. Несмотря на успешность численных расчетов [28–31], такие модели зачастую ограничены вычислительными ресурсами, о чем свидетельствуют отсутствие результатов численных расчетов при средних и высоких давлениях.

Для преодоления этой проблемы, для описания плазмы ОС используются гибридные модели, в которых нелокальный источник ионизации задается аналитически. В частности, в одной из первых расчетных моделей ОС и ФТП, описанных в работах [32, 33] использовалось уравнение амбиполярной диффузии с экспоненциальной зависимостью источника ионизации. Впоследствии такой подход широко использовался в работах [34–37]. И хотя такие модели, позволяют получить корректные распределения параметров плазмы в коротком ТР, они имеют ряд недостатков. В частности, источник ионизации записывается преимущественно из интуитивных предположений и уже для установившегося распределения. Как следствие, модель не позволяет проследить динамику формирования плазмы в ТР. Кроме того, такие модели не позволяют самосогласованным образом восстановить вид ФРЭ.

Альтернативный подход заключается в решении кинетического уравнения Больцмана с определенными упрощениями. Так, например, в

работах [5, 38–40] вводились две функции распределения, первая из которых описывала электроны, в диапазоне скоростей $(v, v + dv)$, которые летят вперед, а вторая – назад вдоль оси x . Интеграл упругих столкновений записывался в приближении Фоккера–Планка [5]. Для каждой функции записывались кинетические уравнения в приближении “вперед-назад”, которые по структуре были схожими с кинетическим уравнением для изотропной частиц ФРЭ, записанным в лоренцовом приближении. Быстрые электроны, набравшие свою энергию в КС были описаны с помощью дельта-функции в источнике и в граничном условии на катоде. Такой подход позволил описать всю структуру ТР, включая прикатодные области – ОС и ФТП, а также ПС [5, 38–40].

Еще один подход состоит в непосредственном решении кинетического уравнения Больцмана для электронов, записанного в двухчленном приближении [6, 8, 11, 41–45]. Такой подход, в частности позволил описать структуру ПС тлеющего разряда [41], его стратификацию [42], описать плазму короткого ТР с накаливаемым катодом [43] и описать тонкие кинетические эффекты, такие как формирование отрицательной проводимости [44, 45].

Целью представленной работы является валидация и верификация гибридной модели для описания плазмы ОС короткого ТР, в которой электроны описываются с помощью нелокального кинетического уравнения Больцмана, записанного в двухчленном лоренцовом приближении, а тяжелая компонента плазмы в рамках гидродинамического приближения. Предполагается сопоставить результаты численных исследований с результатами, полученными в рамках расширенной гидродинамической модели и с результатами зондовых исследований. Особое внимание предполагается уделить кинетике быстрых электронов в плазме ОС в коротком ТР при низком давлении в гелии и показать возможность определения концентрации возбужденных атомов гелия из анализа высокоэнергетической части ФРЭ.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Самосогласованная гибридная модель включала два блока: первый для описания электронной компоненты и второй для описания тяжелой компоненты плазмы (ионов и возбужденных частиц).

Для описания пространственной эволюции ФРЭ необходимо решать кинетическое уравнение Больцмана [5, 6, 11, 15]. ФРЭ зависит от семи скалярных переменных: пространственных координат, вектора скорости и времени. Поскольку в столкновительной плазме главным в кинетиче-

ском уравнении Больцмана является оператор упругих столкновений, для его решения проводится разложение по собственным функциям этого оператора – сферическим функциям [5, 6]. В результате мы имеем двухчленное приближение, когда ФРЭ имеет вид

$$f(\mathbf{r}, v, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(\mathbf{r}, v, t), \quad (4)$$

где $v = |\mathbf{v}|$ и $f_1 = |\mathbf{f}_1| \ll f_0$. При этом кинетическое уравнение Больцмана представляет собой скалярное уравнение для изотропной компоненты и векторное уравнение для анизотропной [41]

$$\sqrt{w} \frac{\partial f_0}{\partial t} + \chi \frac{w}{3} \nabla \cdot \mathbf{f}_1 + \frac{\partial G}{\partial w} = I(r, w) + I_p, \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_1 = -\lambda \left(\nabla f_0 - \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial w} \right), \quad (6)$$

где $\chi = \sqrt{2e/m}$; $w = mv^2/(2e)$ – кинетическая энергия электрона в электрон-вольтах; e – элементарный заряд; m – масса электрона; $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля; $\lambda = v/v_m = 1/(N_0 \sigma_m)$ – длина свободного пробега электрона, где v_m – частота релаксации импульса, σ_m – сечение передачи импульса и N_0 – плотность газа. Величина $G = G_E + G_{el} + G_{ee}$ в (5) представляет собой поток электронов в энергетическом пространстве, включающий в себя поток под действием электрического поля G_E , вследствие упругих G_{el} и межэлектронных столкновений G_{ee}

$$G_E = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{w}{3} \mathbf{E} \cdot \mathbf{f}_1, \quad (7)$$

$$G_{el} = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{2m}{M+m} N w^2 \sigma_c \left[f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f}{\partial w} \right], \quad (8)$$

$$G_{ee} = \left(\frac{2Y\alpha}{\gamma^3} \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{1/2} du \right) f_0 + \frac{4Y}{3\gamma^3} \left(\alpha \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{3/2} du + \frac{w^{3/2}}{\alpha^{1/2}} \int_{w/\alpha}^\infty F_0(u) du \right) \frac{\partial f_0}{\partial w}. \quad (9)$$

Здесь $\alpha = m/M$ (M – масса частиц-мишеней), Z – заряд частиц-мишеней в единицах e , ϵ_0 – электрическая постоянная, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, n_e – концентрация электронов, T_e – температура электронов,

$$n_e = \int_0^\infty f_0(w) w^{1/2} dw, \quad T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty f_0(w) w^{3/2} dw, \quad (10)$$

F_0 – изотропная компонента функции распределения частиц-мишеней, которая предполагает

ется нормированной на концентрацию, т.е. $n_b = \int_0^\infty F_0(w)w^{1/2}dw$. Здесь и далее в некоторых местах у функций F_0 и f_0 опущены все аргументы, кроме кинетической энергии w . Для электрон-электронных столкновений $F_0 = f_0$, $Z = 1$, $m = M$ и $\alpha = 1$.

Правая часть в (5) представляет собой интеграл неупругих столкновений, который включает в себя столкновения, приводящие к возбуждению и ионизации, а также удары второго рода. Соответствующие члены для процессов возбуждения, деионизации, ионизации, записывались в следующем виде [6, 11]:

$$J(r, w) = -\chi N (\sigma_k(w) w f_0(w) - a \sigma_k(\tilde{w}) \tilde{w} f_0(\tilde{w})), \quad (11)$$

$$\tilde{w} = bw + \varepsilon_k,$$

где N , σ_k , ε_k — концентрация тяжелых частиц, сечение рассеяния и энергетический порог для данного процесса соответственно; $a = b = 1$ для процессов возбуждения, $a = 4$, $b = 2$ для процессов ионизации, $a = 0$ для процессов рекомбинации. Для сверхупругих столкновений $\varepsilon_k < 0$ и $a = 0$, если $w < -\varepsilon_k$ (и $a = 1$ в противном случае).

Кроме того, в столкновительный интеграл входят процессы ПИ. Для них столкновительный оператор представляет собой внешний источник в кинетическом уравнении

$$I_p = \sum_k R_{p,k} \theta_k(w), \quad (12)$$

где $R_{p,k}$ — скорость k -й реакции, в которой появляются быстрые электроны, $\theta_k(w)$ — функция, описывающая спектр рождаемых в k -й реакции электронов, и нормированная на единицу, т.е.

$$\int_0^\infty \theta(w) dw = 1. \quad (13)$$

Граничные условия для (5) в конфигурационном пространстве записывались следующим образом:

$$\left. \frac{2ew}{3m} \mathbf{f}_1(x, w) \cdot \mathbf{n} \right|_{x=0, L} =$$

$$= \frac{w}{2m} f_0 + (1 - \eta) \frac{m\gamma}{4\pi} g(w) (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}). \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое при интегрировании представляет собой поток электронов, обусловленный хаотическим движением электронов, а второе — поток электронов с поверхности катода, вырванных, благодаря процессу вторичной электронной эмиссии, описываемой с помощью коэффициента γ и определяемой потоком ионов на катод $\mathbf{\Gamma}_i$. Коэффициент $\eta = 1$ на аноде (в точке $x = L$) и $\eta = 0$ на катоде (в точке $x = 0$). Функция

$g(w)$ представляет спектр эмитированных с катода электронов, описываемых с помощью функции Гаусса. Граничные условия для (5) в энергетическом пространстве записывались в следующем виде [41]:

$$G|_{w=0} = 0, \quad G|_{w=w_{\max}} = 0. \quad (15)$$

Перейдем ко второму блоку уравнений модели. Для описания пространственных распределений ионов и возбужденных частиц записывались уравнения неразрывности, а самосогласованное электрическое поле определялось из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = S_i - \frac{n_i}{\tau}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_m = S_m, \quad (17)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (18)$$

Потоки ионов записывались в диффузионно-дрейфовом приближении, а возбужденных частиц — в диффузионном приближении

$$\mathbf{\Gamma}_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i \mathbf{E} n_i, \quad (19)$$

$$\mathbf{\Gamma}_m = -D_m \nabla n_m, \quad (20)$$

где D_i , D_m — коэффициенты диффузии ионов и возбужденных атомов, μ_i — подвижность ионов. Первые слагаемые в правой части (16) и (17) описывают источник и сток ионов S_i и метастабильных атомов соответственно. Для ионов источник включает процессы ударной ионизации, ступенчатой и ПИ, сток ионов описывается с помощью амбиполярного ухода заряженных частиц на стенку n_i/τ , где $\tau = (2.4R)/D_a$ — эффективное время амбиполярной диффузии на стенки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, R — радиус трубки. Для метастабильных частиц источник в правой части уравнения (17) включает процессы возбуждения, а сток за счет процессов ступенчатой ионизации, ПИ и сверхупругих столкновений.

Граничные условия для блока гидродинамических уравнений, описывающих тяжелую компоненту плазмы и распределение поля в межэлектродном пространстве (16)–(18) записывались следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i|_{x=0, L} = (v_{th,i} n_e / 4) + \alpha \mu_i n_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, \quad (21)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_m|_{x=0, L} = (v_{m,th} n_m / 4), \quad (22)$$

$$\varphi|_{x=0} = 0, \quad \varphi|_{x=L} = U_0. \quad (23)$$

Здесь $v_{th,i}$, $v_{m,th}$ — средние тепловые скорости ионов и метастабильных атомов соответственно.

Таблица 1. Учитываемые состояния атома гелия при низком давлении

№	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	He	0	1	1^1S_0
2.1	He(T)	19.82	3	2^3S_1
2.2	He(S)	20.62	1	2^1S_1
3	He ⁺	24.6	1	He ⁺

В работе для описания элементарных процессов в разряде в гелии с малыми примесями аргона и воздуха низкого давления использовалось два плазмохимических набора. Первый учитывал один эффективный (триплетный) возбужденный атом гелия, а второй учитывал образование двух возбужденных уровней — триплетного и синглетного состояний (см. табл. 1).

При определении констант ионизации и возбуждения метастабильных атомов гелия использовались данные из проекта LxCAT. В частности, для набора реакций с одним возбужденным (триплетным) уровнем сечения брались из Фелпса (Phelps) [46], а для набора реакций с двумя возбужденными уровнями из Бьяги (Biagi) [47]. Константы ПИ были взяты из работы [14]. Полный

набор элементарных процессов представлен в табл. 2.

Численные исследования проводились в базовом (математическом) модуле лицензионного пакета COMSOL Multiphysics на основе метода конечных элементов. В настоящих исследованиях использовался неявный (BDF) метод временного шага. Прямой решатель MUMPS (MULTifrontal Massively Parallel sparse direct Solver) использовался для определения всех неизвестных величин на каждом временном шаге. Перед численным решением уравнения были частично обезразмерены. Кинетическое уравнение, а также уравнения баланса концентраций ионов и возбужденных частиц записывались для логарифмов искомых величин, что позволяло избежать отрицательных значений искомых величин (ФРЭ).

Отметим, что для верификации модели проводились дополнительные расчеты в рамках расширенной гидродинамической модели, включающей уравнение неразрывности для заряженных и возбужденных частиц, уравнение баланса плотности энергии электронов и уравнении Пуассона [48, 49].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты были проведены для короткого ТР при давлении 300 Па и межэлектродном промежутке длиной 2 см и радиусом 2 см. На рис. 1а приведены распределения концентраций

Таблица 2. Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

№	Реакция	Константа реакции k_j , м ³ /с	Описание
1	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}$	$f_0(\sigma, w)$ [46, 47]	Упругое рассеяние
2.1	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He(T)}$		Возбуждение
2.2	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He(S)}$		Возбуждение
3	$e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$		Прямая ионизация
4.1	$e + \text{He(T)} \rightarrow 2e + \text{He}^+$		Ступенчатая ионизация
4.2	$e + \text{He(S)} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	1.5×10^{-15} [14]	Ступенчатая ионизация
5.1	$e + \text{He(T)} \rightarrow \text{He} + e\{19.82 \text{ эВ}\}$		Сверхупругие столкновения
5.2	$e + \text{He(S)} \rightarrow \text{He} + e\{20.62 \text{ эВ}\}$		Сверхупругие столкновения
6.1	$\text{He(T)} + \text{He(T)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{15.05 \text{ эВ}\}$		Пеннинговская ионизация
6.2	$\text{He(S)} + \text{He(S)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{16.64 \text{ эВ}\}$		Пеннинговская ионизация
6.2	$\text{He(S)} + \text{He(T)} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e\{15.8 \text{ эВ}\}$	2.0×10^{-15} [14]	Пеннинговская ионизация
7	$\text{He}^m + \text{A} \rightarrow \text{A}^+ + \text{He} + e\{E_m - E_{ion}\}^*$		Пеннинговская ионизация
		2.2×10^{-16} для Ar [14]	
		1.7×10^{-16} для N ₂ [14]	
		5.8×10^{-16} для O ₂ [14]	

*А — атом или молекула примесного газа.

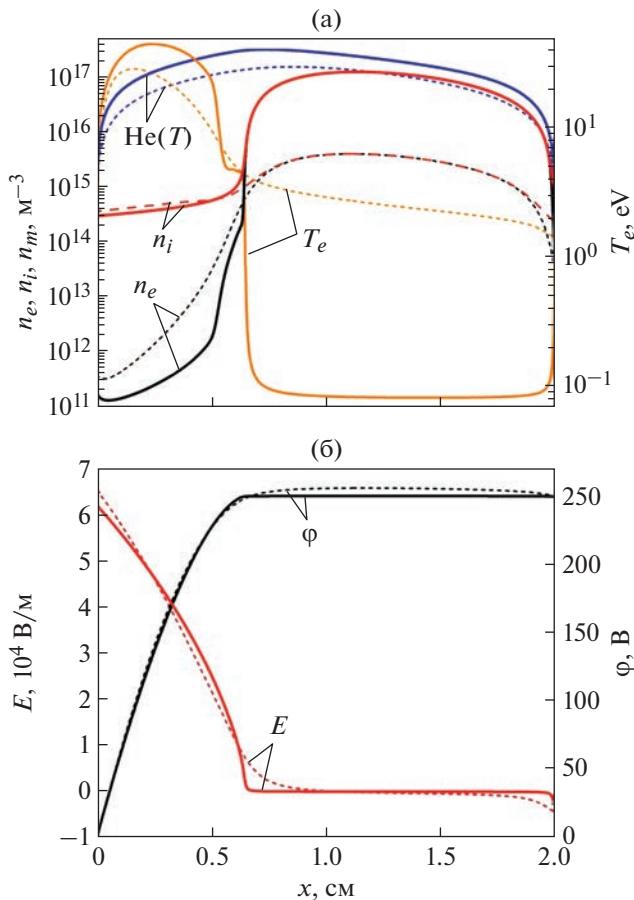


Рис. 1. Распределение концентрации электронов, ионов, метастабильных атомов гелия и температуры электронов (а) и напряженности и потенциала электрического поля вдоль разрядного промежутка (б). Сплошные линии — для результатов, полученных в рамках гибридной модели, штриховые линии — в рамках расширенной гидродинамической модели с учетом образования одного триплетного возбужденного уровня. Давление газа 300 Па (2.25 Торр).

электронов, ионов, возбужденных атомов и распределение температуры электронов, а на рис. 1б — напряженности и потенциала электрического поля, полученных в рамках гибридной модели и расширенной гидродинамической модели (для верификации гибридной модели) с формированием одного триплетного возбужденного уровня. Падение напряжения на разрядном промежутке было установлено 250 В, при этом плотность тока составила 0.8 A/m^2 . Из рис. 1 видно, что в рамках обеих моделей наблюдается образование катодного слоя толщиной $\sim 0.6 \text{ см}$, квазинейтральной плазмы от 0.6 см до 1.96 см , соответствующей области ОС и тонкого анодного слоя, толщиной $\sim 0.4 \text{ мм}$. Величина напряженности электрического поля на поверхности катода достигает высоких значений $\sim 65 \text{ кВ/м}$. В слое электрическое поле убывает практически линейно. В области ОС на-

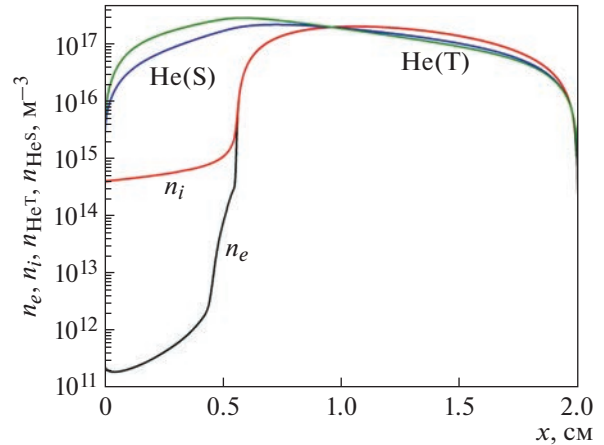


Рис. 2. Распределения концентрации электронов, ионов и возбужденных атомов гелия при давлении 300 Па, полученные в рамках гибридной модели с учетом образования двух возбужденных состояний атома гелия — триплетного и синглетного.

блюдается обращение электрического поля, у анода образуется слой с положительным полем. В распределении концентраций метастабильных атомов гелия наблюдается максимум на границе КС и области ОС. Несмотря на качественно схожий характер в распределениях, полученных в рамках гибридной модели и расширенной гидродинамической модели, наблюдаются количественные различия. Так, результаты, полученные в рамках гибридной модели, демонстрируют низкую температуру электронов в плазме ОС, которая составляет $0.09\text{--}0.1 \text{ эВ}$, при этом концентрация электронов достигает значений $1 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Результаты, полученные в рамках расширенной гидродинамической, дают значения температуры в диапазоне от 2 до 4 эВ и максимальную концентрацию электронов $4.14 \times 10^{15} \text{ м}^{-3}$ соответственно. Распределения напряженности и потенциала электрического поля, полученные в рамках обеих моделей, имеют схожий характер. В обоих случаях наблюдается обращение напряженности электрического поля.

Учет образования синглетного He(S) возбужденного состояния слабо влияет на общую картину формирования основных параметров плазмы в области ОС. Так, на рис. 2 представлены распределения концентраций заряженных и возбужденных частиц. Видно, что незначительно уменьшилась толщина катодного слоя от 0.6 до 0.56 см и увеличилась концентрация электронов до $2.0 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 3 представлены распределения скоростей реакций в разрядном промежутке при давлении 300 Па (2.25 Торр), полученные в рамках гибридной модели (рис. 3а) и расширенной гидродинамической (рис. 3б) с учетом образования

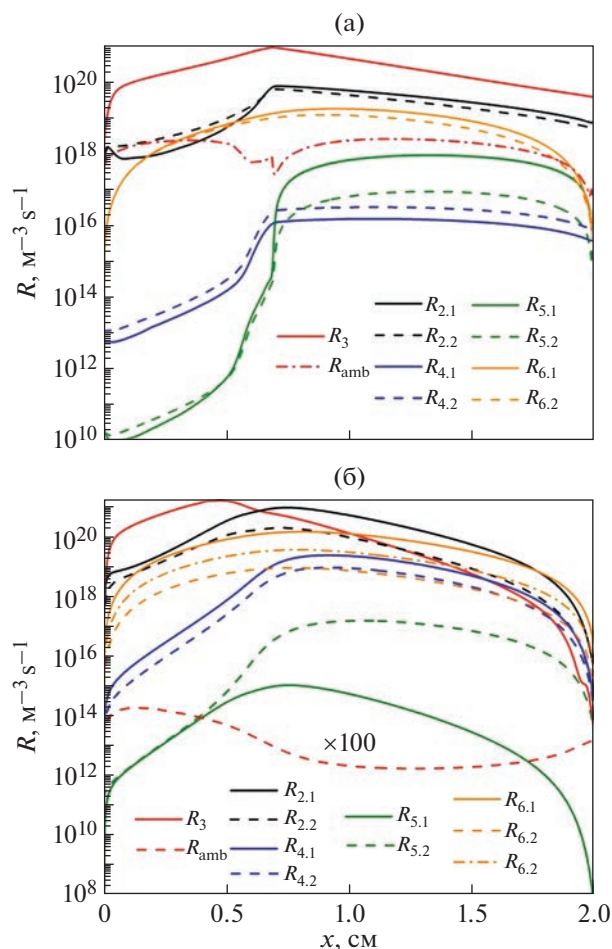


Рис. 3. Распределения скоростей реакций в разрядном промежутке при давлении 300 Па (2.25 Торр), полученные в рамках гибридной (а), расширенной гидродинамической модели (б) с учетом образования двух возбужденных состояний атома гелия. Индексы соответствуют номеру реакции из табл. 2.

двух возбужденных уровней. Индексы соответствуют номеру реакции из табл. 2.

Видно, что для результатов, полученных в рамках гибридной модели, во всем разрядном промежутке доминирующими механизмами являются неупругие процессы — прямая ионизация и возбуждение атомарных уровней гелия. Эти два неупругих процесса обусловлены пучком быстрых электронов, эмитированных с катода и набравших свою энергию в катодном слое. Это видно из рис. 4, на котором представлена трехмерная картина ФРЭ в разрядном промежутке. Пучок электронов разгоняется в КС до энергий eU_0 , соответствующих катодному падению потенциала, и проникает в область плазмы с низким электрическим полем (область ОС). Здесь формирование ФРЭ определяется деградацией этой части энергетического спектра. Размывание энергетическо-

го спектра происходит и при движении от катода к аноду.

Как видно из рис. 3а вторым по значимости каналом образования электронов является ПИ. Роль ступенчатой ионизации мала, что значительно отличается от плазмы ПС, где она является основным каналом формирования электронов [29].

Из результатов, полученных в рамках расширенной гидродинамической модели, видно, что прямая ионизация преобладает в КС. В плазменной же области ОС преобладающим механизмом производства электронов является ПИ. Роль ступенчатой ионизации здесь сопоставима с прямой ионизацией.

Амбиполярный уход электронов на стенки, полученный в рамках расширенной гидродинамической модели незначителен по сравнению с полученным в рамках гибридной модели. Это объясняется в первую очередь тем, что сток электронов в радиальном направлении прямо пропорционален концентрации электронов. Поскольку значение последней в рамках расширенной гидродинамической модели практически на два порядка ниже по сравнению с гибридной моделью, то и скорость амбиполярного ухода будет значительно ниже.

Для того чтобы оценить роль амбиполярной диффузии заряженных частиц на стенки, были проведены дополнительные исследования для разрядных трубок радиусом 0.5 и 0.25 см. Так, на рис. 5 представлены распределения концентраций заряженных частиц, температуры электронов, распределение напряженности и потенциала электрического поля для трубок радиусом 2, 0.5 и 0.25 см, полученные в рамках гибридной модели. Видно, что уменьшение радиуса трубки приводит к увеличению длины катодного слоя и уменьшению области ОС. Наблюдается уменьшение концентрации заряженных частиц в плазменной области ОС и смещается точка обращения поля в плазменной области ОС (вставка на рис. 5с).

Возвращаясь к рис. 4, видно, что в области ОС ФРЭ можно аппроксимировать двумя функциями со своими температурами. Часть ФРЭ в области малых энергий от 0 до ~ 1.5 – 1.7 эВ — это основная группа электронов с низкой температурой. Часть ФРЭ в области энергий от 1.7 эВ и выше — высокоэнергетическая часть функции распределения (быстрая часть). Как было отмечено во введении, низкая температура основной группы электронов и нелокальный характер формирования ФРЭ открыли возможность регистрации спектров быстрых электронов, рожденных в реакциях (2), (3). В связи с этим рассмотрим быструю часть ФРЭ в увеличенном масштабе. Так, на рис. 6 представлены быстрые части ФРЭ и дифференциальных потоков $\Phi = \chi \mathbf{f}_1/3$, (входя-

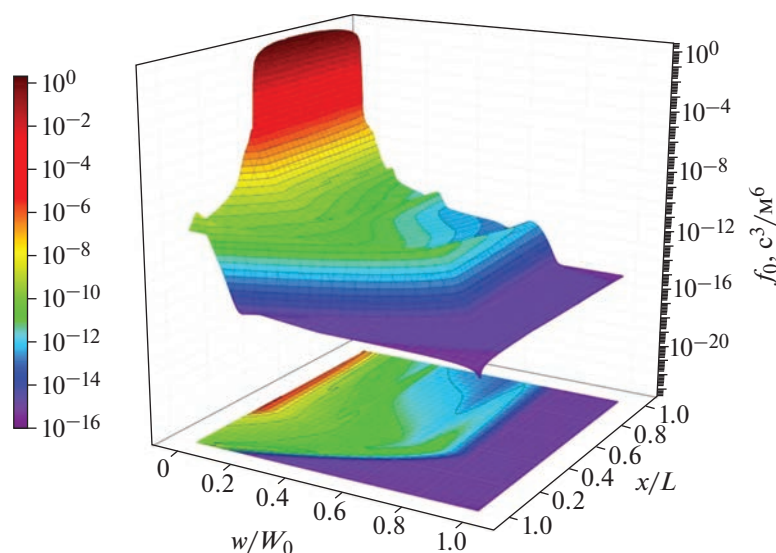


Рис. 4. Функция распределения электронов в разряде при давлении 300 Па (2.25 Торр) и межэлектродном расстоянии $L = 2$ см. Энергия отнесена к $W = 400$ эВ.

щих во второе слагаемое уравнения (5) и пропорциональных направленной части ФРЭ f_1) для разряда в чистом гелии и с малыми примесями аргона и воздуха (смесь $N_2 + O_2$ как 4 : 1).

Наблюдаются пики:

1) в области 20 эВ (реакция 5.1 в табл. 2), соответствующий электронам, рожденным в сверхупругих столкновениях;

2) в области 15 эВ (реакция 6.1 в табл. 2), соответствующий электронам, рожденным в реакциях ПИ двух возбужденных атомов гелия;

3) а также в области ~4–8 эВ, соответствующие электронам, рожденным в реакции ПИ атомов примесного газа (аргона или воздуха) метастабильными атомами гелия (реакция 7 в табл. 2). Увеличение концентрации атомов примесного газа приводит к уменьшению пика в области 15 эВ и увеличению пика от быстрых электронов, рожденных в реакциях ПИ атомов примесного газа.

Учет образования двух возбужденных уровней привел к размытию пика в области 15–16 эВ. Отметим, что были проведены дополнительные расчеты с сечениями из базы данных [50]. В них сечения являются заниженными по сравнению с [47], поэтому пик в области 15–16 эВ образуется менее выраженным.

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для валидации результатов, полученных в рамках гибридной модели, были проведены зондовые исследования плазмы ОС. В работе ис-

пользовалась цилиндрическая стеклянная трубка диаметром 2 см с плоскими электродами, расстояние между которыми составляло 2 см. Для измерений параметров плазмы на равноудаленном расстоянии от электродов располагался цилиндрический зонд из иридия диаметром 0.16 мм и длиной 4 мм в керамической вставке (рис. 7а).

Разрядная трубка в ходе эксперимента помещалась в металлическую вакуумную камеру высотой 15 см и диаметром 20 см. Перед началом эксперимента разрядный объем откачивался до давлений порядка 10^{-3} Торр с помощью спирального форвакуумного насоса XDS 10 и до 10^{-7} Торр с помощью турбомолекулярного насоса ВНГТ-5. Далее плазмообразующий газ из баллона поступал в вакуумную камеру.

Для регистрации зондовых вольт-амперных характеристик в области ОС тлеющего разряда постоянного тока применялась специально разработанная зондовая система [51] на основе внешнего модуля АЦП/ЦАП (АЦП — аналого-цифровой преобразователь, ЦАП — цифроаналоговый преобразователь). Источник зондового смещения использовал батарейное питание, гальваническая развязка осуществлялась посредством аналогового оптрона с высокой линейностью НСНР-200, на который напряжение поступало с одного из ЦАП. Зондовый ток преобразовывался в напряжение с помощью операционного усилителя, чувствительность могла меняться программным образом во время измерений. Полученное напряжение поступало на вход одного из каналов АЦП. Управление системой производилось с помощью программы, написанной на языке Си++ под среду Windows. В управ-

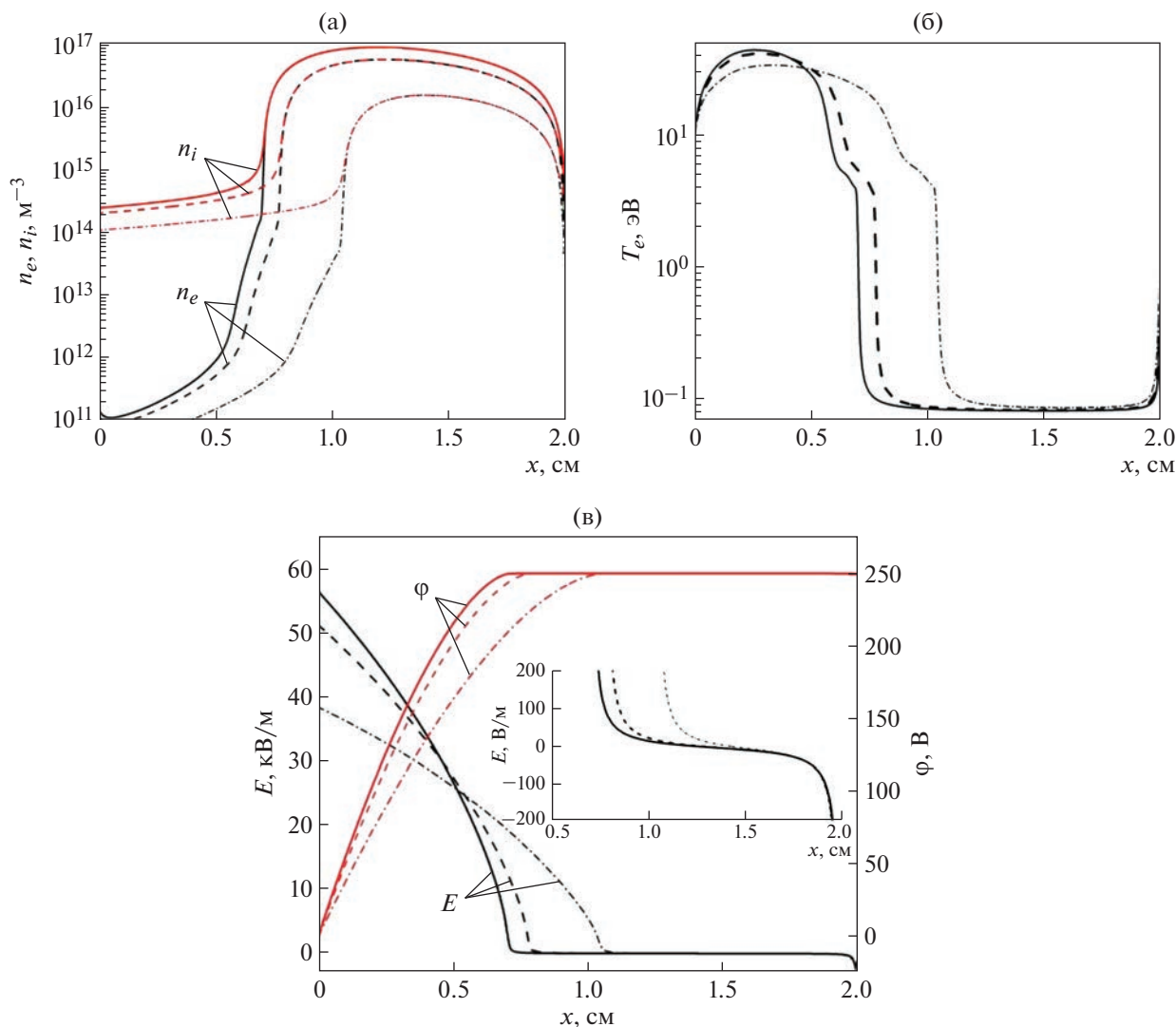


Рис. 5. Распределение концентраций электронов и ионов (а), температуры электронов (б), напряженности и потенциала электрического поля (в) для трубок различного радиуса 2 см (сплошная линия), 0.5 см (штриховая линия), 0.25 см (штрихпунктирная линия) для гибридной модели с учетом образования одного возбужденного состояния. Во вставке в увеличенном масштабе показано поведение E вблизи точки обращения.

ляющем окне можно было установить время интегрирования. Все зондовые характеристики, измеренные во время интегрирования, усреднялись для получения одной результирующей зондовой вольт-амперной характеристики. Первая и вторая производные определялись с помощью численного дифференцирования.

В ходе работы были измерены зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ), их вторые производные по приложенному напряжению в чистом гелии при давлении 300 Па и гелии с примесью аргона 0.01% (100 ppm) и 0.04% (400 ppm) (рис. 7б). В качестве опорного электрода использовался анод.

Из зондовых вольт-амперных характеристик по ионному току насыщения была оценена кон-

центрация плазмы для всех разрядных условий [12, 51–55]. Температура основной группы электронов T_e определялась из прямолинейной части второй производной зондовой вольт-амперной характеристики в соответствии с формулой [12, 51–55]

$$\frac{kT_e}{e} = -\frac{d(\ln i_e)}{dU}. \quad (24)$$

Основные значения полученных параметров плазмы приведены в табл. 3. Также там приведены значения концентрации возбужденных атомов гелия, определение которых основывалось на анализе быстрой части ФРЭ. Поскольку в соответствии с формулой Дрювестейна [52–55] ФРЭ прямо пропорционально второй производной

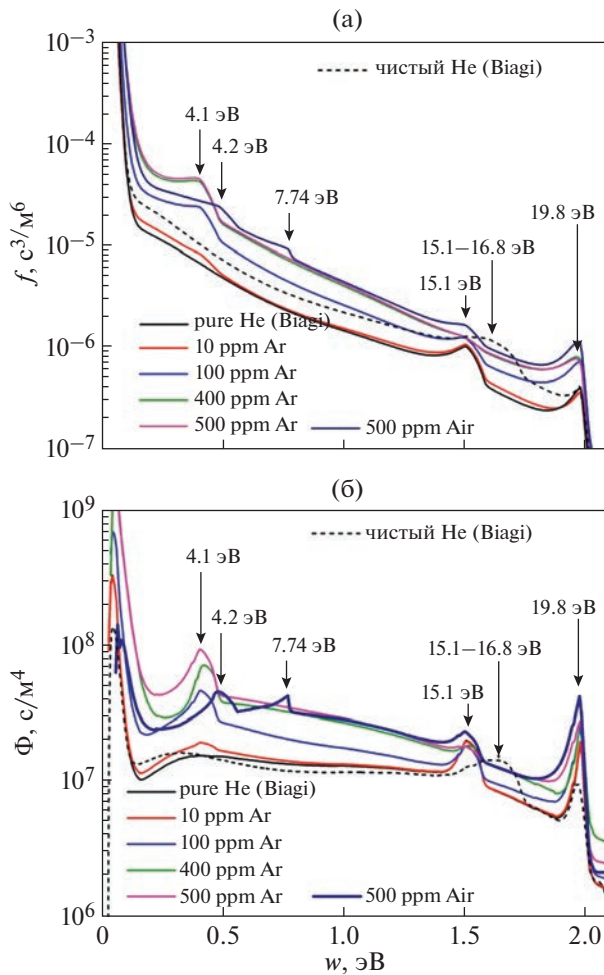


Рис. 6. ФРЭ в точке $x = 0.7L$ (а) и дифференциальные потоки в точке $x = 0.7L$ с различным содержанием примесей аргона и воздуха (б). Сплошные линии: с учетом образования одного возбужденного уровня, штриховые: с образованием двух возбужденных уровней (триплетного и синглетного).

зондовой ВАХ, то по аналогии с высокоэнергетической и низкоэнергетической частью функции распределения при малых энергиях (медленной частью) ФРЭ введем высокоэнергетическую и низкоэнергетическую части второй производной зондовой ВАХ. Так, на рис. 8а, 9а показаны быстрые части вторых производных зондового тока по потенциалу. Спектры характеристических электронов наблюдаются в области 20, 15 и 4 эВ, соответствующие реакциям 5.1, 6.1 и 7 в табл. 2. Отметим, что при росте концентрации примесных атомов аргона концентрация метастабильных атомов гелия уменьшается и пик в области 15 эВ не наблюдается, что свидетельствует о качественном согласии с расчетными данными.

Проанализируем подробнее высокоэнергетическую часть второй производной зондовой ВАХ. Для исключения влияния ионного тока на высокоэнергетическую часть второй производной зондовой ВАХ можно воспользоваться следующими предположениями. Для оценки ионного тока насыщения используем соотношение [54]

$$i_i = en_i \left(\frac{kT_e}{2\pi M} \right)^{1/2} \left(\frac{eV}{kT_e} \right)^{1/2} S, \quad (25)$$

а для электронного тока

$$i_e = \frac{1}{4} en_0 \left(\frac{8kT_e}{\pi M} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{eV}{kT_e} \right) S. \quad (26)$$

Тогда из этих выражений можно получить следующее соотношение [52]:

$$\frac{i_e''}{i_e'} = \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \eta^{3/2} \exp(-\eta), \quad (27)$$

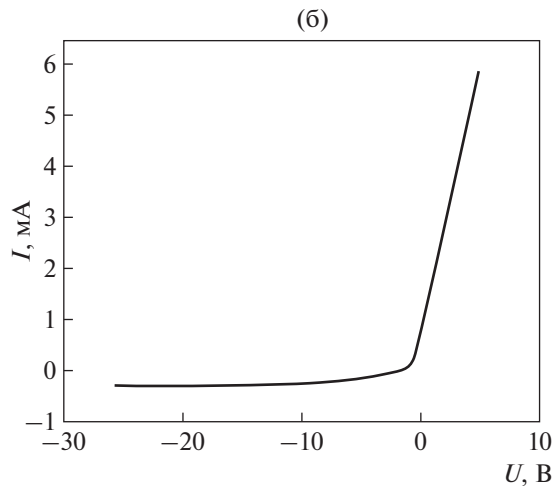
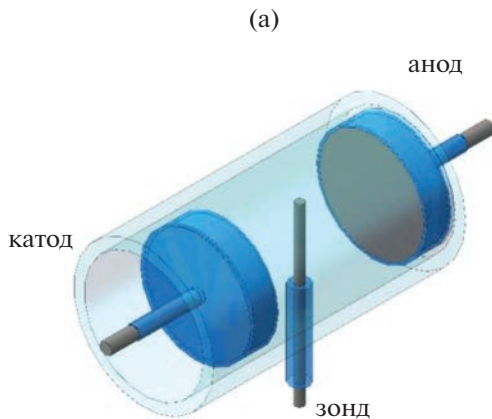


Рис. 7. Разрядная трубка (а). Зонд расположен перпендикулярно оси разряда; вольт-амперная характеристика зонда в смеси гелия и аргона (б). Содержание аргона 0.01% (100 ppm). Разрядный ток 1 мА.

Таблица 3. Основные параметры плазмы в области ОС короткого ТР при давлении 300 Па и разрядном токе 1 МА

Аргон						
Концентрация примеси	0 ppm		100 ppm		400 ppm	
	экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет	экспери- мент	расчет
$n_e, 10^{17} \text{ м}^{-3}$	2.0	1.3	1.4	3.0	1.4	4.4
$T_e, \text{ эВ}$	0.4	0.1	0.4	0.1	0.4	0.1
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (5.1)*	7	3.16	5.6	2.44	3.9	1.32
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (6.1)*	3.1		1.6		—	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7)*	—		1.9		1.0	

*реакции из таблицы 2

где i_e'' , i_e''' — вторые производные электронного и ионного тока по потенциалу зонда соответственно, $\eta = -V/T_e$. Аппроксимировав зондовую вольт-амперную характеристику экспоненциальной зависимостью на участке, соответствующем быстрой части и применив формулу (27), можно получить функцию, описывающую вторую производную ионного тока на зонд.

Исключая вторую производную ионного тока на зонд из измеренной второй производной зондовой ВАХ, можно восстановить быструю часть i_e'' (рис. 8б, 9б).

Поскольку быстрые электроны в режиме свободной диффузии покидают разрядный объем, то можно воспользоваться уравнением баланса концентраций для каждого сорта быстрых характери-

стических электронов, рождающихся в реакциях ПИ и ударов второго рода

$$\nabla D_j \nabla n_j = S_j. \tag{28}$$

Здесь $S_j = k_j n_e n_m$ для реакции (5.1 в табл. 2), $S_j = k_j n_m^2$ для реакции (6.1 в табл. 2) и $S_j = k_j n_m N_j$ для реакции (7 в табл. 2), $D_j = \lambda_j \bar{v}_e / 3$ — коэффициент диффузии для каждого типа быстрых электронов, n_j — концентрация каждого сорта быстрых электронов, $\lambda_j = 1 / (\sigma(\epsilon_j) N)$ — длина свободного пробега электрона, $\sigma(\epsilon_j)$ — транспортное сечение упругих столкновений быстрых электронов, рождающихся в ходе реакций (2), (3), N — концентрация нейтральных атомов в разряде, $\bar{v}_e = 5.93 \times 10^5 \sqrt{\epsilon_j}$ м/с — скорость электрона, k_j — константа реакции, n_m — концентрация метаста-

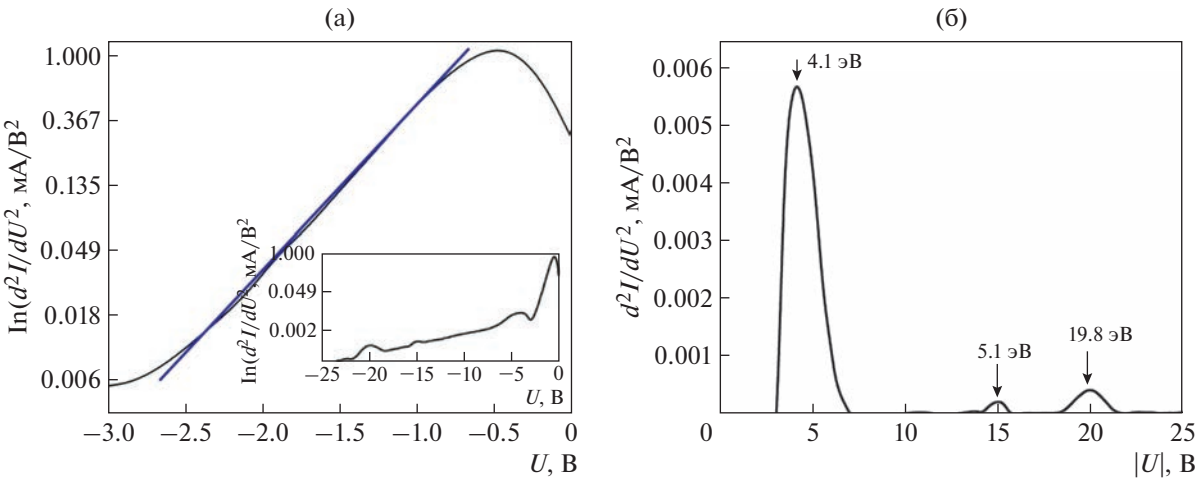


Рис. 8. Медленная часть второй производной зондовой ВАХ в смеси гелия и аргона (во вставке вторая производная во всем диапазоне прикладываемого напряжения) (а); быстрая часть второй производной зондовой вольт-амперной характеристики в смеси гелия и аргона с учетом вычета второй производной ионного тока (б). Содержание аргона 0.01% (100 ppm). Разрядный ток 1 МА.

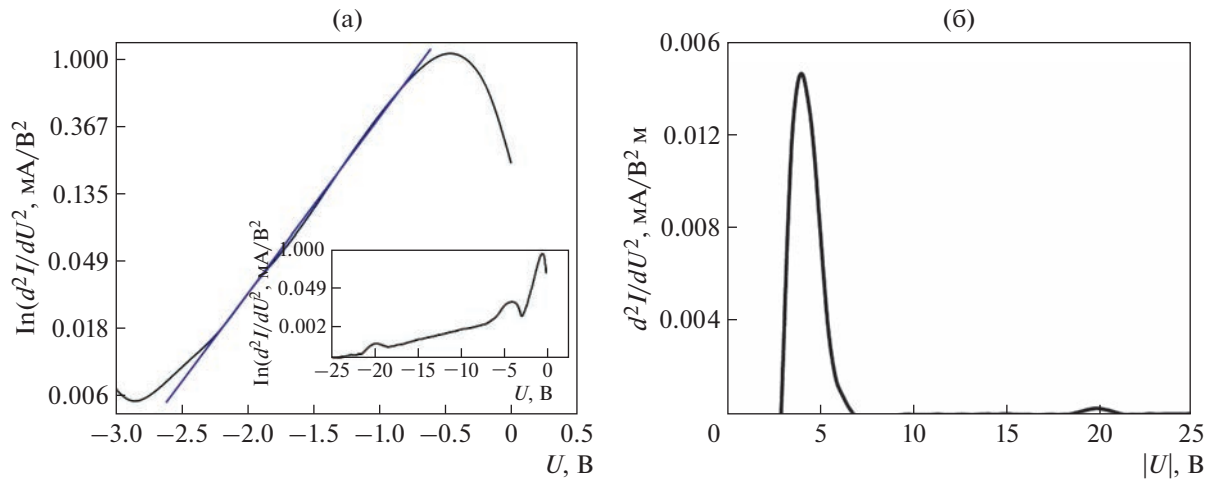


Рис. 9. То же что и на рис. 8, но содержание примеси аргона 0.04% (400 ppm). Измерения проведены с помощью коммерческой зондовой системы MFPA [56].

бильных атомов гелия, n_e — концентрация медленных электронов, N_j — концентрация примесных атомов аргона. Значения сечений упругих столкновений электронов с характеристической энергией брались из [26, 27] и равнялись 2.64×10^{-20} , 3.5×10^{-20} и 6.31×10^{-20} м² для электронов с энергией 19.8, 15 и 4.05 эВ соответственно.

Для оценки концентрации каждого сорта быстрых электронов, рожденных в реакциях 5.1, 6.1 и 7 в табл. 2 использовалась формула Дрювстейна [52–54] для связи между ФРЭ и второй производной зондовой ВАХ по напряжению, из которой можно получить следующее соотношение:

$$n_j(\varepsilon_x) = \int_{\varepsilon_x - \Delta\varepsilon}^{\varepsilon_x + \Delta\varepsilon} \frac{1}{S} \sqrt{\frac{8m_e U}{e^3}} \frac{d^2 I}{dU^2} dU, \quad (29)$$

где $\Delta\varepsilon$ — полуширина пика на графике второй производной зондовой вольт-амперной характеристики с учетом вычета ионного тока (рис. 9б и 10б).

Как видно, для чистого гелия результаты численных исследований достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований по концентрации электронов и концентрации метастабильных атомов гелия, определенных по пику от реакции ПИ (реакция 6.1 в табл. 2). При этом экспериментально определенная температура электронов (0.4 эВ) несколько завышена по сравнению с расчетными данными, полученными в рамках гибридной модели (0.1 эВ). Отличается и концентрация метастабильных атомов гелия, определенных по пику от реакции сверхупругих столкновений.

Внесение примесей аргона согласно расчетным данным приводит к увеличению концен-

трации электронов и снижению концентрации метастабильных частиц. В эксперименте же наблюдается снижение значения концентрации электронов в гелии с примесью аргона 100 ppm и 400 ppm, по сравнению с расчетными данными в 2 и 3 раза соответственно. Расчетные значения концентрации метастабильных частиц в буферном гелии с примесями аргона находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными по пику на 4.1 эВ на быстрой части от реакции ПИ примеси метастабильными атомами гелия (реакция 7 из табл. 2). При этом наблюдаются завышенные в 2 и 3 раза значения концентрации метастабильных атомов для всех рассматриваемых случаев при их определении по пику от реакции сверхупругих столкновений (реакция 5.1 в табл. 2).

По-видимому, все это связано с погрешностями, в определении температуры электронов. Завышенное значение температуры электронов приводит к заниженному значению экспериментально определенной концентрации электронов, которая в свою очередь влияет на значения концентрации метастабильных атомов гелия, определенных по пику от сверхупругих столкновений. Отметим, что статистические погрешности в определении зондовой ВАХ не превышали 10% в электронной части зондовой ВАХ и 3–5% процентов в ионной части. Поскольку для определения T_e выбирался линейный участок, небольшие отклонения угла наклона для заданных давления газа и тока разряда, приводят к небольшим изменениям значений T_e — в пределах 0.1 эВ.

По-видимому, дополнительные физические погрешности являются причинами завышения электронной температуры. Одной из них является влияние сопротивления зондовой цепи и зондовой системы в целом. Оно оказывает суще-

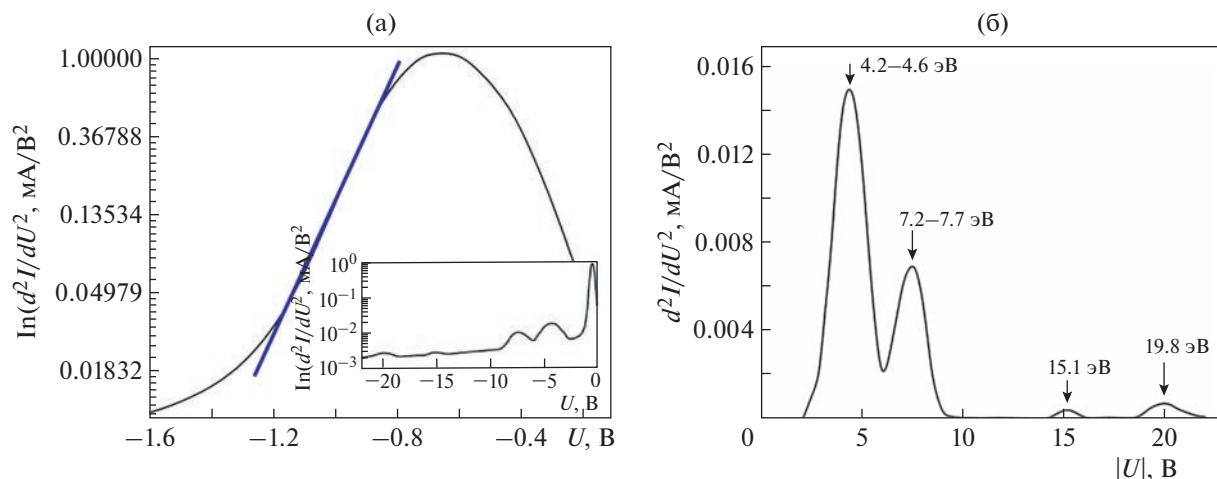


Рис. 10. То же что и на рис. 8, но содержание примеси воздуха 0.05% (500 ppm). Измерения проведены с помощью коммерческой зондовой системы MFPA [56].

ственное влияние на ВАХ зонда вблизи потенциала плазмы, где ток зонда достигает своего максимума, а сопротивление призондового слоя – минимума. Для плазмы с максвелловской ФРЭ минимальное сопротивление зондового слоя $R_{p0} = dV/dI_p = T_e/eI_{p0}$, где $I_{p0} = I_p|_{V=0}$ – ток электронного насыщения. Из-за увеличения ошибки, присущей процедуре дифференцирования, даже относительно небольшое искажение вольт-амперной характеристики зонда может приводить к сильным искажениям ФРЭ. В частности, к обеднению низкоэнергетической части, которое проявляется в снижении и сглаживании максимума второй производной зондовой ВАХ d^2I_p/dV^2 вблизи потенциала плазмы и, как следствие, к возможной погрешности в определении T_e .

Для подтверждения вышеизложенного предположения о влиянии сопротивления зондовой цепи на измерения низкоэнергетической части второй производной зондовой ВАХ и, как следствие, низкоэнергетической части ФРЭ ниже на рис. 10 и в табл. 4 представлены дополнительные результаты зондовых измерений, проведенных с помощью коммерческой системы MFPA [56] для плазмы ОС короткого ТР в гелии при аналогичных условиях, но с примесью воздуха ~500 ppm (смесь азота и кислорода как 4 : 1). Так, на рис. 10 представлена низкоэнергетическая часть второй производной зондовой ВАХ (во вставке во всем диапазоне прикладываемого напряжения). По низкоэнергетической части была оценена температура электронов, которая составила 0.14 эВ, что достаточно хорошо согласуется с расчетными данными.

На высокоэнергетической части второй производной зондовой вольт-амперной характери-

стики в смеси гелия и аргона наблюдаются пики от реакций ПИ примеси кислорода и азота. По изложенной выше методике были определены концентрации возбужденных атомов гелия. Из табл. 4 видно, что концентрации возбужденных атомов, определенные по различным пикам на высокоэнергетической части второй производной зондовой ВАХ находятся в хорошем согласии друг с другом и расчетными данными, полученными в рамках гибридной модели.

Полученные результаты демонстрируют возможность определения концентраций возбужденных атомов буферного инертного газа из анализа высокоэнергетической части ФРЭ. Введение малой доли примеси и регистрации быстрых электронов от ПИ примесных атомов метастабильными атомами инертного газа позволяет использовать дополнительные каналы в оценке концентраций возбужденных частиц в плазменных установках на основе коротких тлеющих разрядов, разрядов с полым катодом и пучковой плазмы. Можно говорить о надежности в определении концентрации возбужденных атомов по пикам от реакций типа 6.1 и 7 из табл. 2. При этом в случае возникновения погрешностей в определении параметров плазмы по переходной части и электронной ветви ВАХ могут возникнуть и погрешности в определении концентрации возбужденных частиц по пику от быстрых электронов, рожденных в сверхупругих реакциях. В связи с этим необходим учет всевозможных факторов, влияющих на определение ФРЭ и параметров плазмы. Необходимо устранять возможность появления погрешностей, связанных с сопротивлением измерительной цепи, с влиянием аппаратной функции на ФРЭ [15, 54] и т. д. С другой стороны, надежность в определении параметров плазмы ОС позволяет решить обратную задачу,

Таблица 4. Основные параметры плазмы в области ОС короткого ТР с малой примесью воздуха

Воздух ($N_2 + O_2$)		
Концентрация примеси	500 ppm	
	Эксперимент	Расчет
$n_e, 10^{17} \text{ м}^{-3}$	6.4	7
$T_e, \text{ эВ}$	0.14	0.09
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (5.1)*	2.48	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (6.1)*	2.56	
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7) ПИ O_2^*	2.5	3.8
$n_m, 10^{17} \text{ м}^{-3}$ по пику от реакции (7) ПИ N_2^*	2.5	

*реакции из таблицы 2

закрывающуюся в определении концентрации примесных атомов и молекул путем исключения второй производной ионного тока на зонд и анализе высокоэнергетической части ФРЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлены результаты исследований параметров плазмы и кинетики быстрых электронов в области ОС короткого тлеющего разряда на основе гибридной модели, включающей кинетическое описание электронов и гидродинамическое описание тяжелой компоненты плазмы. Результаты численных расчетов сопоставлены с результатами зондовых исследований. Показано, что гибридная модель достаточно хорошо описывает параметры плазмы в области ОС. В частности, показано, что температура электронов в области ОС является низкой и составляет десятые доли эВ, в отличие от гидродинамической модели, которая дает завышенную температуру электронов. Кроме того, гибридная модель позволяет достаточно точно описать формирование пиков на ФРЭ от быстрых электронов, рожденных в результате реакций ПИ и ударов второго рода. Показана надежность в определениях концентрации возбужденных атомов гелия в плазме ОС путем анализа высокоэнергетической части ФРЭ, а именно пиков от быстрых электронов, рожденных в реакциях ПИ между двумя метастабильными атомами гелия и ПИ примесных атомов и молекул малой концентрации. Вышеизложенная методика может быть успешно применена для определения абсолютных значений концентрации примесных атомов и молекул путем исключения второй производной ионного тока на зонд и анализе быстрой части ФРЭ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке фонда БАЗИС, проект № 21-1-3-53-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mariotti D., Sankaran R.M. // J. Phys. D: Applied Phys. 2010. V. 43. P. 323001.
2. Wang X., Zhou M., Jin X. // Electrochimica Acta. 2012. V. 83. P. 501.
3. Andrade F.J., Shelley J.T., Wetzel W.C., Webb M.R., Gomez G., Ray S.J., Hieffje G.M. // Analytical Chemistry. 2008. V. 80. P. 2646.
4. Schwartz A.J., Williams K.L., Hieffje G.M., Shelley J.T. // Analytica Chimica Acta. 2017. V. 950. P. 119.
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Интеллект, 2009.
6. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
7. Trukhachev F.M., Boltnev R.E., Alekseevskaya A.A., Vasiliev M.M., Petrov O.F. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 093701.
8. Zobnin A.V., Usachev A.D., Petrov O.F., Fortov V.E. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 113503.
9. Суржиков С.Т. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1102.
10. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного тлеющего разряда. М.: Наука, 1991. 224 с.
11. Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Technology. 1995. V. 4. P. 200.
12. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазменной химии. М.: Наука, 1981. 142 с.
13. Колоколов Н.Б., Благоев А.Б. // УФН. 1993. Т. 163. С. 55.
14. Kolokolov N.B., Kudrjartsev A.A., Blagoev A.B. // Physica Scripta. 1994. V. 50. P. 371.
15. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
16. Čermák V. // J. Chemical Phys. 1966. V. 44. P. 3781.

17. *Cermak V., Herman Z.* // Chemical Phys. Lett. 1968. V. 2. P. 359.
18. *Schmeltekopf A.L., Fehsenfeld F.C.* // J. Chemical Phys. 1970. V. 53. P. 3173.
19. *Čermák V., Ozenne J.B.* // Internat. J. Mass Spectrometry Ion Phys. 1971. V. 7. P. 399.
20. *Čermák V.* // J. Electron Spectroscopy Related Phenomena. 1976. V. 9. P. 419.
21. *Demidov V.I., Kolokolov N.B.* // Soviet Phys. J. 1987. V. 30. P. 97.
22. *Смирнов Б.М.* // УФН. 1981. Т. 133. С. 569.
23. *Kudryavtsev A., Pramatarov P., Stefanova M., Khromov N.* // J. Instrumentation. 2012. V. 7. P. P07002.
24. *Zhou Ch., Yao J., Saifutdinov A.I., Kudryavtsev A.A., Yuan Ch., Zhou Zh.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 117001.
25. *Yuan Ch., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Sysoev S.S., Stefanova M.S., Pramatarov P.M., Zhouet Z.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 104501.
26. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 017001.
27. *Zhou C., Yao J., Saifutdinov A.I., Kudryavtsev A.A., Yuan Ch., Ma G., Dou Zh., Cao J., Ma M., Zhou Zh.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2022. V. 31. P. 107001.
28. *Fiala A., Pitchford L.C., Boeuf J.P.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 5607.
29. *Derzsi A., Hartmann P., Korolov I., Karacsony J., Bano G., Donko Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2009. V. 42. P. 225204.
30. *Kutasi K., Hartmann P., Donkó Z.* // J. Phys. D: Applied Phys. 2001. V. 34. P. 3368.
31. *Kutasi K., Hartmann P., Bano G., Donkó Z.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2005. V. 14. P. S1.
32. *Wilhelm J., Kind W.* // Beiträge aus der Plasmaphysik. 1965. T. 5. S. 395.
33. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.-Л., 1952.
34. *Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 71.
35. *Rafatov I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 093503.
36. *Eliseev S.I., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 093503.
37. *Eliseev S.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 043504.
38. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ. 1991. Т. 29. С. 1041.
39. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // ТВТ, 1997. Т. 35. С. 19.
40. *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 318.
41. *Alves L.L., Gousset G., Ferreira C.M.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 890.
42. *Fedoseev A.V., Sukhinin G.I.* // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. P. 1061.
43. *Yuan C., Bogdanov E.A., Eliseev S.I., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 073507.
44. *Yuan C., Yao J., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Zhou Z.* // Physical Rev. E. 2020. V. 101. P. 031202.
45. *Chai Y., Yao J., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Yuan C., Zhou Z.* // Plasma Sources Sci. Technology. 2021. V. 30. P. 095006.
46. Phelps database, private communication, www.lxcat.net, retrieved on August 15, 2021.
47. <https://www.lxcat.net/Biagi-v7.1>, private communication, www.lxcat.net, retrieved on August 15, 2021.
48. *Graves D.B., Jensen K.F.* // IEEE Transac. plasma sci. 1986. V. 14. P. 78.
49. *Fadeev S.A., Saifutdinov A.I.* // Plasma Phys. Reports. 2017. V. 43. P. 1080.
50. *Alves L.L.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2014. V. 565. P. 012007.
51. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // Instruments Experimental Techniques. 2022. V. 65. P. 75.
52. *Godyak V.A., Demidov V.I.* // J. Phys D: Applied Phys. 2011. V. 44. P. 233001.
53. *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. С. 409.
54. *Лебедев Ю.А.* Введение в зондовую диагностику плазмы пониженного давления. М.: МИФИ, 2003. 56 с.
55. *Chen F.F.* // Phys. Plasma. 2001. V. 8. P. 3029.
56. <http://www.plasmasensors.com/>