

УДК 537.525

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКОМ ДЕТЕКТОРЕ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2023 г. А. И. Сайфутдинов^{а, *}, С. С. Сысоев^б, Х. Нуриддинов^а, Д. Р. Валеева^а, А. М. Сайко^а^аКазанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, Казань, Россия^бСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 19.09.2022 г.

После доработки 08.11.2022 г.

Принята к публикации 10.11.2022 г.

В работе на основе гибридной модели прикатодной плазмы (отрицательного свечения) короткого тлеющего разряда представлены результаты численных расчетов, описывающих процессы, протекающие в новом разрабатываемом детекторе на основе плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС) для газовой хроматографии. Продемонстрировано формирование узких пиков – спектров быстрых электронов, рожденных в результате реакций Пеннинговской ионизации от атомов и молекул примеси в гелии на примере: Ar, N₂, O₂, CO₂.

Ключевые слова: анализ газовых смесей, тлеющий разряд, гибридная модель, плазменная электронная спектроскопия

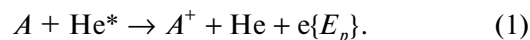
DOI: 10.31857/S0023119323020122, EDN: NННСКА

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время методы анализа химического состава вещества широко востребованы в различных областях промышленности, в научных исследованиях и для мониторинга экологического состояния окружающей среды [1–5]. Поэтому развитие и совершенствование аналитических методов и средств, основанных на новейших физико-химических принципах, несомненно, является важной и актуальной задачей. Одним из таких методов является метод плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС). В основе этого метода лежит измерение спектра энергии пеннинговских электронов, а его начало было заложено еще в работе [6], и в дальнейшем превратилось в отдельное направление. Реакции пеннинговской ионизации исследовались в распадающейся плазме и атомных пучках, изучалось распределение образовавшихся электронов по энергиям. В рамках этого направления выполнено большое число экспериментальных работ [6–11], 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 сечений столкновения. Был разработан метод, позволивший в условиях плазмы измерять спектр появившихся

при реакции пеннинговской ионизации электронов в абсолютной мере [11–14]. Именно эти исследования получили название метода плазменной электронной спектроскопии и легли в основу создания плазменного детектора для анализа состава газовых смесей [13, 14].

Как и в классических методах электронной спектроскопии, в основе метода ПЛЭС лежит измерение характеристической энергии электронов E_e при ионизации исследуемого вещества A (атомы, молекулы и т.д.) частицами B^* с фиксированной энергией E_p . В качестве ионизатора в методе ПЛЭС используются метастабильные атомы буферного газа гелия He* в реакциях пеннинговской ионизации



Спектр быстрых электронов, образующихся в реакции (1), состоит из узких пиков, соответствующих значениям их энергии образования E_p [12, 14, 15]. По измеренной энергии E_p и по известному потенциалу возбуждения гелия ($E_m = 19.8$ eV), можно определить потенциал ионизации E_i искомого атомарной или молекулярной примеси A ($E_i = 19.8 - E_e$) и тем самым ее идентифицировать (качественный анализ). Путем абсолютных измерений и/или калибровки сигналов от этих пиков можно провести количественный анализ примесей A .

Для реализации метода ПЛЭС необходимо выполнение следующего критерия – плазма должна быть с нелокальной функцией распределения электронов и с низкой температурой основной группы (плазменных) электронов. Этому критерию отвечает плазма послесвечения положительного столба тлеющего разряда, или прикатодная плазма короткого (без положительного столба) тлеющего разряда – плазма отрицательного свечения. При этом регистрация спектров быстрых электронов основана на использовании зондовой диагностики плазмы [14, 16–18] с использованием коммерческих [19], либо самодельных [20] зондовых систем.

К настоящему времени методом ПЛЭС была продемонстрирована возможность детектирования примесей различных атомарных газов (на примере смесей инертных газов), молекулярных (N_2 , O_2 , CO и CO_2) газов, металлов (Pt), а также и более сложных неорганических и органических соединений CH_4 , C_2H_4 , NH_3 и C_2H_5OH [21–30]. Была показана возможность реализации и миниатюрных газоаналитических детекторов, позволяющих регистрировать примеси при атмосферном давлении [29–30]. Одной из следующих задач является внедрение метода ПЛЭС в практику. Для этого, на наш взгляд, необходимо объединение газоаналитического детектора ПЛЭС в единую схему с газово-хроматографическим разделением соединений. Поскольку в этом случае используется буферный инертный газ (гелий или аргон), то такая комбинация позволяет существенно упростить и миниатюризировать конструкцию прибора в один аналитический цикл. При этом будет решена принципиально важная для хроматографических задач проблема создания чувствительного и компактного детектора.

Несмотря на интенсивные экспериментальные исследования [21–30], проводимые в области применения метода ПЛЭС для анализа состава газовых смесей, представляет интерес в формулировке самосогласованных физико-математических моделей и проведения численных расчетов с целью прогнозирования параметров плазмы и кинетических процессов, протекающих в разрабатываемом газоаналитическом детекторе. В связи с этим представленная работа посвящена моделированию кинетических процессов в газоаналитическом детекторе на основе плазменной электронной спектроскопии, реализованном на основе плазмы отрицательного свечения тлеющего разряда в гелии.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Самосогласованная гибридная модель включала два блока: первый для описания электронной компоненты плазмы и второй для описания

тяжелой компоненты плазмы (ионов и возбужденных частиц).

Для описания пространственной эволюции функции распределения электронов (ФРЭ) по скоростям необходимо решать кинетическое уравнение Больцмана [31–34]. Функция распределения электронов (ФРЭ) зависит от семи переменных: пространственных координат, вектора скорости и времени. Поскольку в столкновительной плазме главным в кинетическом уравнении Больцмана является оператор упругих столкновений, для его решения проводится разложение по собственным функциям этого оператора – сферическим функциям [31]. В результате мы имеем двухчленное приближение, когда ФРЭ имеет вид:

$$f(\mathbf{x}, v, t) = f_0(\mathbf{x}, v, t) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(\mathbf{x}, v, t), \quad (2)$$

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

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

$$\mathbf{f}_1 = -\lambda \left(\nabla f_0 - \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial w} \right), \quad (4)$$

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 (3) представляет собой энергетический поток в фазовом пространстве, включающий в себя энергетический поток под действием электрического поля G_E , вследствие упругих G_{el} и межэлектронных столкновений G_{ee}

$$G_E = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{w}{3} \mathbf{E} \cdot \mathbf{f}_1, \quad (5)$$

$$G_{el} = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{2m}{M+m} N w^2 \sigma_c \left[f_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial f}{\partial w} \right], \quad (6)$$

$$G_{ee} = \left(\frac{2Y\alpha}{\gamma^3} \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{1/2} du \right) f_0 + \frac{4Y}{3\gamma^3} \left(\alpha \int_0^{w/\alpha} F_0(u) u^{3/2} du + \frac{w^{3/2}}{\alpha^{1/2}} \int_{w/\alpha}^{\infty} F_0(u) du \right) \frac{\partial f_0}{\partial w}. \quad (7)$$

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

рифм, n_e – концентрация электронов, T_e – температура электронов:

$$n_e = \int_0^\infty f_0(w)w^{1/2}dw, \quad T_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^\infty f_0(w)w^{3/2}dw, \quad (8)$$

F_0 – изотропная компонента функции распределения частиц-мишеней, которая предполагается нормированной на концентрацию, то есть

$n_b = \int_0^\infty F_0(w)w^{1/2}dw$. 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 (3) 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, девозбуждения, ионизации, записывались в следующем виде [32, 33]:

$$J(r, w) = -\chi N (\sigma_k(w)wf_0(w) - a\sigma_k(\tilde{w})\tilde{w}f_0(\tilde{w})), \quad (9)$$

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

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 Пеннинговской ионизации. Для них столкновительный оператор представляет собой внешний источник в кинетическом уравнении

$$I_p = R_p\theta(w), \quad (10)$$

где R_p – скорость реакции, $\theta(w)$ – функция, описывающая спектр рождаемых в данной реакции электронов, и нормированная на единицу, то есть

$$\int_0^\infty \theta(w)dw = 1. \quad (11)$$

Граничные условия для (3) в конфигурационном пространстве записывались следующим образом

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

$$= \frac{w}{2m} f_0 + (1 - \alpha) \frac{m\gamma}{4\pi} g(w)(\Gamma_i \cdot \mathbf{n}), \quad (12)$$

здесь первое слагаемое при интегрировании представляет собой поток, обусловленный хаотическим движением электронов, а второе слагаемое – по-

ток электронов с поверхности катода, вырванных, благодаря процессу вторичной электронной эмиссии, описываемой с помощью коэффициента γ и определяемой потоком ионов на катод Γ_i . Коэффициент $\alpha = 1$ на аноде (в точке $x = L$) и $\alpha = 0$ на катоде (в точке $x = 0$). Функция $g(w)$ описывает спектр эмитированных с катода электронов, описываемых с помощью функции Гаусса. Граничные условия для (3) в энергетическом пространстве записывались в следующем виде

$$G|_{w=0} = 0, \quad G|_{w=w_{\max}} = 0. \quad (13)$$

Перейдем к описанию второго блока уравнений модели. Для описания элементарных процессов в разряде гелия низкого давления велся учет одного эффективного энергетического уровня и одного сорта иона [35, 36]. Пространственные распределения этих частиц описывались с помощью уравнений неразрывности, а самосогласованное электрическое поле определялось из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_i = S_i - \frac{n_i}{\tau}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_m = S_m, \quad (15)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i + n_e), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (16)$$

Потоки ионов записывались в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i \mathbf{E} n_i, \quad (17)$$

$$\Gamma_m = -D_m \nabla n_m, \quad (18)$$

где D_i, D_m – коэффициенты диффузии ионов и возбужденных атомов, μ_i – подвижность ионов.

Первые слагаемые в правой части (14) и (15) описывают источник и сток ионов S_i и метастабильных атомов соответственно. Для ионов источник включает процессы ударной ионизации, ступенчатой и пеннинговской ионизации, 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. Для метастабильных частиц источник в правой части уравнения (15) включает процессы возбуждения, а сток за счет процессов ступенчатой ионизации, пеннинговской ионизации и сверхупругих столкновений.

Граничные условия для блока гидродинамических уравнений, описывающих тяжелую компоненту плазмы (14)–(16) записывались следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_i|_{x=0,L} = (v_{th,i} n_e / 4) + \alpha \mu_i n_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, \quad (19)$$

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	He ^m	19.8196	3	2^3S_1
3	He ⁺	24.5874	1	He ⁺

Таблица 2. Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

№	Реакция	Константа реакции k_j , м ³ /с	Описание
1	$e + He \rightarrow e + He$	$f_0(\sigma, w)$ [29]	Упругое рассеяние
2	$e + He \rightarrow e + He^m$		Возбуждение
3	$e + He \rightarrow 2e + He^+$		Прямая ионизация
4	$e + He^m \rightarrow 2e + He^+$		Ступенчатая ионизация
5	$e + He^m \rightarrow He + e\{19.82\text{eV}\}$		Сверхупругие столкновения
6	$He^m + He^m \rightarrow He^+ + He + e\{15.05\}$	2.4×10^{-15} [31]	Пеннинговская ионизация
7	$He^m + N_2 \rightarrow N_2^+ + He + e\{E^m - E_{\text{ion}}\}$	1.7×10^{-16} [31]	Пеннинговская ионизация
8	$He^m + O_2 \rightarrow O_2^+ + He + e\{E^m - E_{\text{ion}}\}$	5.8×10^{-16}	Пеннинговская ионизация
9	$He^m + Ar \rightarrow Ar^+ + He + e\{E^m - E_{\text{ion}}\}$	2.2×10^{-16}	Пеннинговская ионизация
10	$He^m + CO_2 \rightarrow CO_2^+ + He + e\{E^m - E_{\text{ion}}\}$	1.1×10^{-15}	Пеннинговская ионизация

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_m|_{x=0,L} = (v_{m,th} n_m / 4), \quad (20)$$

$$\Phi|_{x=0} = 0, \quad \Phi|_{x=L} = U_0. \quad (21)$$

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

В работе для описания элементарных процессов в разряде гелия низкого давления рассматривался упрощенный набор плазмохимических реакций, учитывающий эффективный возбужденный атом гелия и положительный ион (см. табл. 1). Набор реакций, учитываемых в модели, представлен в табл. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Система уравнений (3) и (14)–(18) с граничными условиями (12)–(13) и (19)–(21) решалась самосогласованно методом конечных элементов. На рис. 1 приведены распределения концентраций электронов, ионов, возбужденных атомов и

распределение температуры электронов, напряженности и потенциала электрического поля, полученных в рамках гибридной модели для разряда при давлении $p = 300$ Па и с межэлектродным расстоянием $L = 2$ см. Падение напряжения было установлено 250 В, а плотность тока составила 0.8 А/м².

Результаты, полученные в рамках гибридной модели, демонстрируют низкую температуру электронов в плазме отрицательного свечения, которая составляет 0.09–0.1 эВ, при этом концентрация электронов достигает значений 1.65×10^{17} м⁻³. Эти данные достаточно хорошо согласуются с экспериментальными зондовыми измерениями плазмы отрицательного свечения тлеющего разряда. Так, выполненные зондовые измерения для разряда с плоскими электродами в трубке радиусом 1.7 см и межэлектродным расстоянием 2 см показали, что температура основной группы электро-

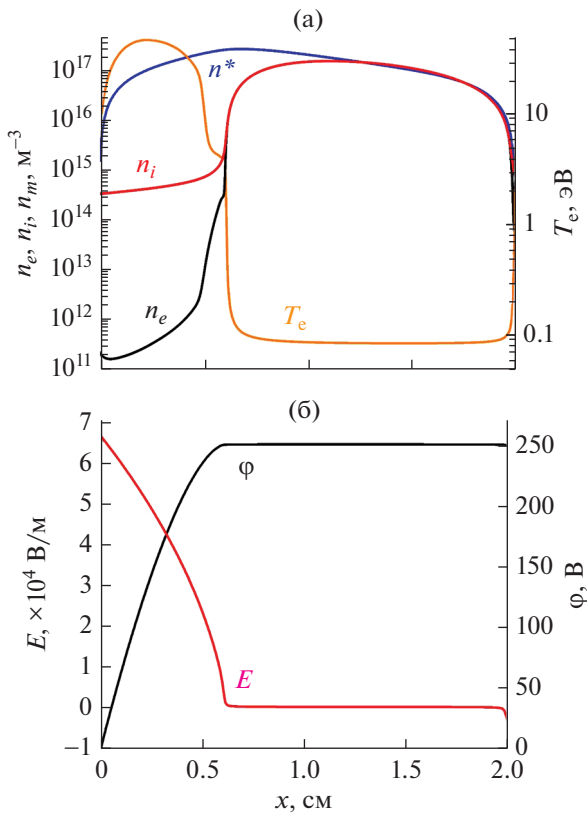
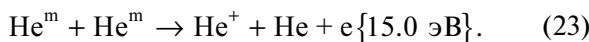
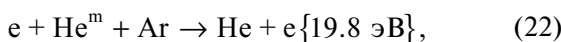


Рис. 1. Распределение (а) концентрации электронов, ионов и метастабильных атомов гелия и температуры электронов, а также напряженности и потенциала электрического поля в разрядной ячейке.

нов составляет порядка $T_e = 0.27$ эВ, а концентрация плазмы $n_e \approx n_i = 2.5 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

На следующем этапе были проведены исследования по возможности измерения спектров быстрых электронов, появляющихся в результате пеннинговской ионизации метастабильными атомами гелия атомов и молекул примесей: аргона, воздуха (азота и кислорода) и углекислого газа.

Так на рис. 2 приведена ФРЭ в плазме разрядной ячейке в точке $x = 0.6L$ (где L – длина разрядного промежутка) в гелии с малыми примесями аргона 10 и 500 мд. Видно, что наблюдаются пики на быстрой части ФРЭ в области 19.8 и 15.0 эВ, соответствующие электронам, рожденным в сверхупругих столкновениях и в реакциях пеннинговской ионизации



Кроме того, при увеличении примеси аргона наблюдается формирование пика в области 6.0 эВ, соответствующем электронам, рожденным в реакции

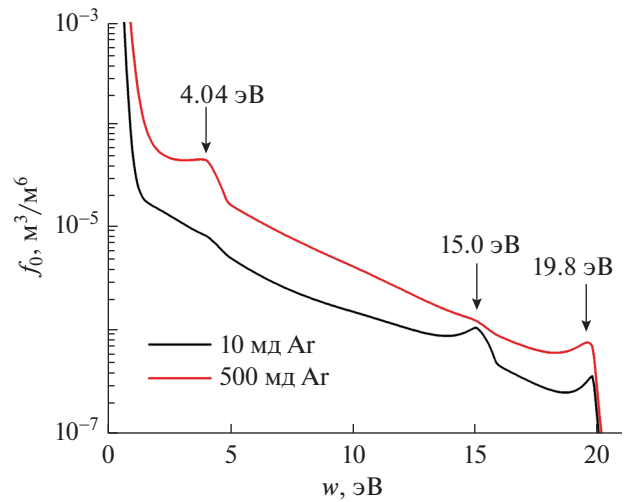
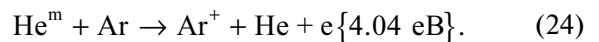


Рис. 2. Функция распределения электронов в точке $x = 0.7L$ в разрядной ячейке с различным содержанием примесей аргона.



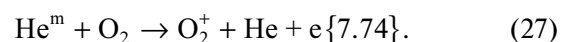
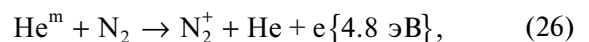
Кроме того, видно, что при увеличении концентрации примеси наблюдается уменьшение пика в области 15.0 эВ. Необходимо отметить, что эти пики более ярко выражены на зависимостях дифференциального пространственного потока от энергии (см. рис. 3).

Аналогичные исследования были проведены для различных содержаний примеси углекислого газа (рис. 4). Видно, что помимо пиков на 19.8 и 15.0 эВ, соответствующих реакциям (20)–(21) наблюдается пик в области 6 эВ, соответствующий реакции



Обращает на себя внимание, что уже достаточно малая примесь углекислого газа – 10 мд достаточно хорошо регистрируется, по сравнению с примесью аргона. Этот факт в первую очередь связан с тем, что сечение процесса (25) превышает сечение процесса (24), что приводит к увеличению коэффициента реакции практически на порядок.

На рис. 5 представлены зависимости дифференциального пространственного потока от энергии для примеси воздуха: азота и кислорода в соотношении 4 : 1. Помимо пиков на 19.8 и 15.0 эВ наблюдаются пики от пеннинговской ионизации азота и кислорода, соответственно



При этом отчетливые пики видны в случае концентрации примеси воздуха от 50 мд, что свя-

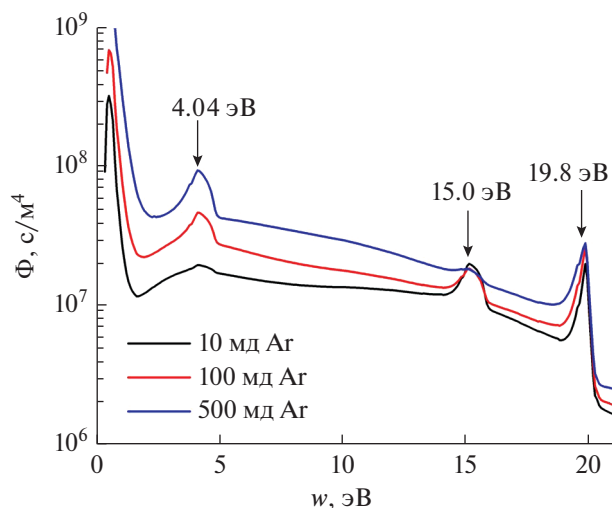


Рис. 3. Дифференциальные потоки в точке $x = 0.7L$ в разрядной ячейке с различным содержанием примесей аргона.

зано также с низкими значениями коэффициентов пеннинговской ионизации молекул кислорода и азота.

Таким образом, результаты численных расчетов демонстрируют возможность регистрации примесей атомов и молекул в плазме отрицательного свечения короткого тлеющего разряда в буферном инертном газе гелии методом ПЛЭС. Причем возможно зарегистрировать концентрации примеси до 10 мд, в зависимости от соответствующих констант реакций пеннинговской ионизации, что делает перспективным методикой для внедрения в совре-

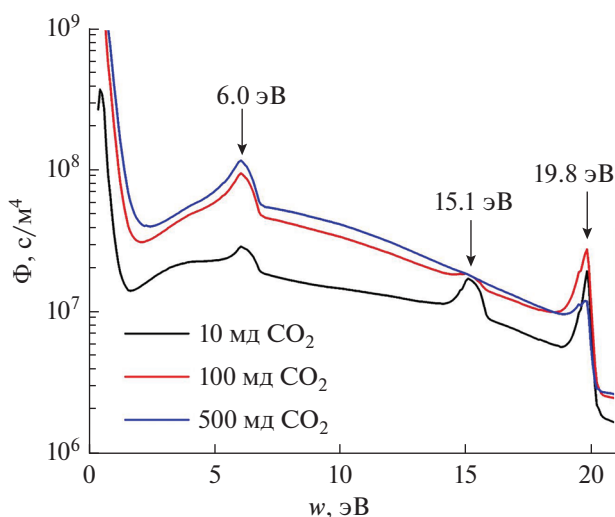


Рис. 4. Дифференциальные потоки в точке $x = 0.7L$ в разрядной ячейке с различным содержанием примесей углекислого газа.

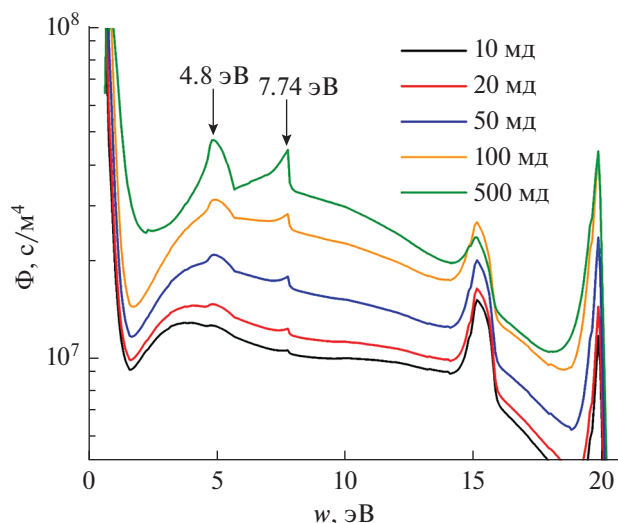


Рис. 5. Дифференциальные потоки в точке $x = 0.7L$ в разрядной ячейке с различным содержанием примесей воздуха ($N_2 + 0.25O_2$).

менные хроматографы на основе несущего газа гелия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе в рамках гибридной модели исследована плазма в области отрицательного свечения тлеющего разряда. Расчеты показали формирование низкой температуры основной группы электронов в плазме, что соответствует экспериментальным данным, полученным в результате зондовой диагностики. Кроме того, зависимости ФРЭ и дифференциального потока от энергии показали формирование узких пиков от характеристических электронов, рожденных в результате пеннинговской ионизации примесей (аргона, углекислого газа и воздуха) и метастабильных атомов гелия. Численный анализ показал чувствительность метода определения примесей в плазме отрицательного свечения. Она составила одну сто тысячную долю, что соответствует современным масс-спектрометрическим методам.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, проект № 21-1-3-53-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumar A., Lin P. A., Xue A., Hao B., Yap K. Y. and Sankaran R. M. // Nature commun. 2013. 4. P. 2618.
2. Kortshagen U. R., Sankaran R. M., Pereira R. N. et al. // Chem. Rev. 2016. V. 116. P. 11061–11127.

3. *Lin L and Wang Q* // *Plasma Chem. Plasma Process.* 2015. V. 35. P. 925–962.
4. *Wang P.Y., Chen W.G., Wang J.X., Zhou F., Hu J., Zhang Z.X., and Wan F.* // *Anal. Chem.* 2021. V. 93. P. 15474–15481.
5. *Gouta P., Prasad A., Stanacevic S.A.* // *J. Breath Res.* 2011. V. 5. P. 037110.
6. *Čermák, V.* // *The Journal of Chemical Physics.* 1966. V. 44. № 10. P. 3781–3786.
7. *Cermák V., Herman Z.* // *Chemical Physics Letters.* 1968. V. 2. № 6. P. 359–362.
8. *Schmeltekopf A.L., Fehsenfeld F.C.* // *The Journal of Chemical Physics.* 1970. V. 53. № 8. P. 3173–3177.
9. *Čermák V., Ozenne J.B.* // *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics.* 1971. 7(5). P. 399–413.
10. *Cermak V.* // *J. Electron. Spectr. and Relat. Phenomena.* 1976. V. 9. P. 419.
11. *Demidov V.I., Kolokolov N.B.* // *Soviet Physics Journal* 1987. 30(2). 97–99.
<https://doi.org/10.1007/bf00898142>
12. *Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A., Blagoev A.B.* // *Physica Scripta.* 1994. 50(4). 371–402.
13. *Смирнов Б.М.* // *УФН.* 1981. V. 133. № 4. P. 569–616.
14. *Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А.,* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы // Энергоатомиздат, 1996.
15. *Кудрявцев А.А., Чирцов А.С., Цыганов А.Б.* Способ определения состава газовых смесей и ионизационный детектор для анализа примесей в газах. 2011 – Патент на изобретения РФ № 2422812.
16. *Ivanov Yu.A., Lebedev Yu.A., Polak L.S.* *Metody kontaktnoi diagnostiki v neravnovesnoi plazmokhimii* (Contact Diagnostics Methods for Non-Equilibrium Plasma Chemistry), М.: Nauka, 1981.
17. *Chen F.F.* // *Langmuir Probe Analysis for High Density Plasmas*, LTP-006, Los Angeles, CA: Univ. of California, 2000.
18. *Rudenko K.V., Myakon'kikh A.V., Orlikovsky A.A.* // *Russ. Microelectron.* 2007. V. 36. № 3. P. 179–192.
19. Impedans Langmuir Probe Measurement System, Exploitation Manual. Accessed August 26, 2016.
20. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2022. V. 65. P. 75–79.
21. *Kudryavtsev A., Pramatarov P., Stefanova M., Khromov N.* // *JINST* 7. 2012. P. 07002.
22. *Stefanova M., Pramatarov P., Kudryavtsev A., Peyeva R.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2014 V. 514. P. 012052.
23. *Kudryavtsev A.A., Stefanova M.S., Pramatarov P.* // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 133303.
24. *Kudryavtsev A.A., Stefanova M.S., Pramatarov P.M.* // *Phys. Plasmas.* 2015. V. 22. P. 103513.
25. *Yuan C.X., Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I. et al.* // *Phys. Plasmas.* 2018. V. 25. P. 104501.
26. *Kudryavtsev A.A., Saifutdinov A.I., Stefanova M.S. et al.* // *Physics of Plasmas.* 2017. V. 24. № 5. P. 054507.
27. *Zhou C., Yao J.F., Saifutdinov A.I. et al.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. 30. 117001.
28. *Yuan C., Kudryavtsev A., Saifutdinov A. et al.* // *Plasma Sources Science and Technology.* 2019. 28. 067001.
29. *Saifutdinov A.I., Sysoev S.S.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. V. 30. 017001.
30. *Zhou Ch., Yao J., Saifutdinov A. et al.* // *Plasma Sources Science and Technology.* 2022. V. 31. 107001.
31. *Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* // *Физика тлеющего разряда*, СПб.: Лань, 2010, 512 с.
32. *Chai Y., Yao J., Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Yuan Ch., Zhou Zh.* // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2021. V. 30. P. 095006.
33. *Alves L.L., Gousset G., Ferreira C.M.* // *Physical Review E.* 1997. V. 55(1). P. 890–906.
34. *Zobnin A.V., Usachev A.D., Petrov O.F., Fortov V.E.* // *Phys. Plasmas.* 2014. V. 21. P. 113503.
35. Phelps database, private communication, www.lx-cat.net, retrieved on August 15, 2021.
36. IST-Lisbon database, private communication, www.lx-cat.net, retrieved on August 15, 2021.