

04

Обоснование возможности измерения функции распределения по энергии нелокальных пеннинговских электронов по току на стеночный электрод в плазме послесвечения

© А.И. Сайфутдинов,¹ К.Д. Капустин,¹ А.А. Кудрявцев¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет

² Санкт-Петербургский университет ИТМО

E-mail: akud@ak2138.spb.edu, s_almaz@ro.ru

Поступило в Редакцию 24 июня 2014 г.

С помощью численного моделирования плазмы послесвечения импульсного разряда в нелокальном режиме обоснована возможность измерения функции распределения по энергии ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов по току на стеночный электрод, причем показано, что ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов пропорционально связана с первой производной плотности электронного тока на стеночный электрод по его потенциалу.

В большом числе приложений необходимы миниатюрные газоанализаторы, не требующие вакуума для работы. В качестве одного из возможных решений этой проблемы в работах [1,2] запатентован ионизационный детектор для анализа газов, позволяющий в отличие от традиционных методов электронной спектроскопии работать при высоком давлении газа. Вариант реализации метода [1,2] представлен в работе [3] на примере измерений спектров реакций пеннинговской ионизации и ударов 2-го рода с участием метастабильных атомов



где энергия появления быстрых электронов в реакциях (1) есть $E_p = 2E_m - E_i$ и E_m (E_m, E_i — соответственно энергии возбуждения и ионизации).

Для реализации метода [1–3] необходимо выполнение двух основных условий: эквипотенциальность пространства разрядной камеры и

нелокальность функции распределения по энергиям (ФРЭ) [4]. В этом случае ФРЭ быстрых электронов будет представлять собой узкие пики, соответствующие энергиям их появления в реакциях (1) [5]. Условием нелокальности ФРЭ в упругой области энергий $\varepsilon < E_m$ является неравенство [4,5] $\lambda_\varepsilon > L$, где $\lambda_\varepsilon = \delta^{-1/2}\lambda > 100\lambda$ — длина энергетической релаксации электрона, $\delta = 2m/M$, λ — длина свободного пробега электрона, L — характерный размер плазменной области. Для типичных сечений упругого рассеяния электронов это соответствует условию $pL < 10 \text{ см} \cdot \text{Торр}$. Другими словами, при высоком (атмосферном) давлении p размер L уже не должен превосходить десятков-сотен микрон ($L < 0.1 \text{ мм}$). При малых размерах вводить в плазму традиционный зонд для измерения ФРЭ не представляется возможным. Эту трудность в [1,2] было предложено преодолеть путем использования для регистрации ФРЭ быстрых электронов в качестве измерительного анализатора (зонда) одного из стеночных электродов в послесвечения разряда, когда внешнее напряжение и разрядный ток на электроды не прикладываются. При этом пространство между анодом и катодным слоем является эквипотенциальным благодаря квазинейтральности плазмы и низкой температуре электронов T_e , так что при условии (2) электроны достигают стенок при сохранении их полной энергии из любой точки объема плазмы.

Для нахождения ФРЭ быстрых электронов стеночным электродом в [1–3] предлагалось использовать классическую формулу Дрювестейна, согласно которой ФРЭ пропорциональна второй производной зондового тока по потенциалу. Поскольку электроны приходят на стеночный зонд в столкновительном режиме, применение этой формулы, полученной для бесстолкновительного режима зонда, вызывает сомнения. Согласно более общей теории [6], в столкновительном режиме зонда с радиусом $a < \lambda_\varepsilon$, ФРЭ, скорее всего, связана не со второй, а с первой производной его тока по потенциалу зонда. Поскольку напрямую результаты подхода [6] неприменимы для вычисления тока на стеночный электрод, размеры которого могут превышать длину энергетической релаксации, то вопрос о нахождении ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов (1) при помощи стеночного электрода требует специального анализа.

Запишем кинетическое уравнение для изотропной части ФРЭ в нелокальном режиме, когда при выполнении условия $\lambda_\varepsilon > L$ главными членами в кинетическом уравнении для быстрых электронов является

их рождение за счет источника (1) и гибель за счет свободной диффузии на стенке. Поскольку в послесвечении разряда нагрев во внешнем электрическом поле отсутствует, то температура электронов низка ($T_e < 0.15$ eV, см. рис. 1, а). Поэтому можно пренебречь размытием узких пиков (шириной < 1 eV) при энергии появления $\varepsilon_p \gg e\varphi(r)$ быстрых электронов в реакциях (1) и положить $\varepsilon - e\varphi(r) \approx \varepsilon$. Тогда кинетическое уравнение для ФРЭ $f_0(r, \varepsilon)$ примет вид

$$-\nabla \left(D(\varepsilon) \nabla (f_0(r, \varepsilon)) \right) = I(r) R(\varepsilon). \quad (2)$$

Здесь $I(r) = I_m + I_e = \beta_m N_m^2(r) + \beta_e N_m(r) n_e(r)$, $R(\varepsilon) = R_m + R_e$ — соответственно интенсивность и плотность источников образования быстрых электронов за счет реакций (1), β_m, β_e — константы образования быстрых электронов за счет процессов (1), $D(\varepsilon) \approx D(\varepsilon - e\varphi) = D(w) = v D_r = v^2 \lambda / 3$, где λ и v — длина свободного пробега и скорость электрона. Решение (2) с нулевыми граничными условиями $f_0(r=0, r=L; \varepsilon) = 0$ запишется в виде

$$f_0(r, \varepsilon) = \frac{R(\varepsilon)}{D(\varepsilon)} \left[\frac{r}{L} \int_0^L \left(\int_0^{r''} I(r') dr' \right) dr'' - \int_0^r \left(\int_0^{r''} I(r') dr' \right) dr'' \right]. \quad (3)$$

Плотность электронного тока, как известно, выражается через направленную часть $f_1(r, \varepsilon) = -\lambda(\varepsilon) (\partial f_0 / \partial r)$ ФРЭ. Тогда из (3) получим следующее выражение для плотности электронного тока на стеночный электрод ($r = L$)

$$j_e(L, \varepsilon) = -\frac{4\pi e}{m} \left[\frac{1}{L} \int_0^L \left[\int_0^{r''} I(r') dr' \right] dr'' - \int_0^L I(r') dr' \right] \int_{e\varphi}^{eV} R(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4)$$

Отсюда первая производная электронного тока на стеночный электрод по потенциалу V запишется в виде

$$\left. \frac{dj_e}{dV} \right|_{r=L} = -\frac{4\pi e^2}{3m} \left(\frac{1}{L} \int_0^L \left[\int_0^{r''} I(r') dr' \right] dr'' - \int_0^L I(r') dr' \right) R(eV). \quad (5)$$

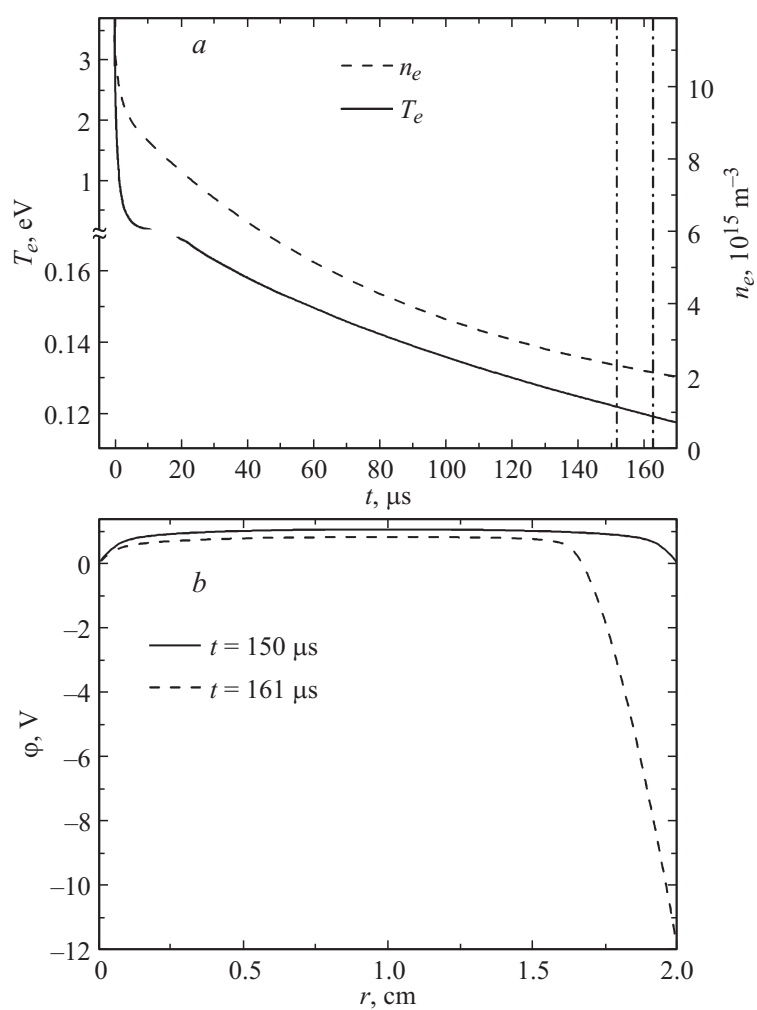


Рис. 1. *a* — временные зависимости концентрации и температуры электронов в интервале времени от $t_0 = 0$ s до $t_2 = 200 \mu\text{s}$; *b* — распределение потенциала между стенками разрядной камеры до подачи на стенку потенциала смещения в момент времени $150 \mu\text{s}$ и при подаче потенциала смещения в виде пики и достижения им значения в 12 V в момент времени $161 \mu\text{s}$.

Очевидно, что плотность электронного тока на стеночный электрод зависит от вида источника образования быстрых электронов, а именно от $I(r)$ и $R(\varepsilon)$. Поскольку распад метастабильных атомов и электронов происходит за счет их диффузии на стенки, то решение диффузионной задачи между двумя плоскостями дает для профилей концентраций гармонические функции $N_m(r) \sim n_e(r) \sim \sin(\pi r/L)$. Подставляя эти аппроксимации в (5), можно получить связь между первой производной плотности электронного тока на стеночный электрод от его потенциала с ФРЭ быстрых электронов в центре разряда ($r = L/2$)

$$\frac{dj_e}{dV} = -\frac{8\pi e^3 \lambda V}{3m^2(L/2)(\pi^2 + 4)} f(L/2, eV). \quad (6)$$

Цель данной работы — показать с помощью численного эксперимента, что справедлива пропорциональная зависимость (5) и (6) между первой производной электронного тока на стеночный электрод со спектром и ФРЭ быстрых электронов, и тем самым подтвердить возможность измерения ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов по току на стеночный электрод в плазме послесвечения.

Модель импульсного разряда между плоскопараллельными электродами, расстояние между которыми $L = 2$ см при давлении $p = 0.5$ Торр, основана на кинетическом уравнении для ФРЭ, которое в переменных кинетическая энергия w , координата r , представляет собой уравнение $2D$ диффузии, учитывающее упругие столкновения электронов с тяжелыми частицами и межэлектронные столкновения, уравнения гидродинамики для потоков положительных ионов и метастабильных атомов с возбужденным первым и вторым уровнями, а также уравнения Пуассона для электрического потенциала [7]. В плазме аргона учитываются упругие столкновения, прямая ионизация, возбуждения первого и второго уровней, ионизация Пеннинга, ступенчатая ионизация, а также излучение. Численные эксперименты проведены в среде Comsol Multiphysics.

Результаты численного эксперимента представлены на рис. 1–3. На рис. 1, а представлены временные зависимости концентрации n_e и температуры T_e электронов в интервале времени (t_0, t_3) — от момента $t_0 = 0$ с начала распада плазмы до момента $t_3 = 200 \mu\text{s}$. При этом в интервале времени (t_1, t_2) — от $t_1 = 151 \mu\text{s}$ до $t_2 = 161 \mu\text{s}$ на стеночный зонд подавался потенциал смещения в виде пики. Видно, что температура электронов резко падает от максимального значения $T_e \approx 3.7$ eV,

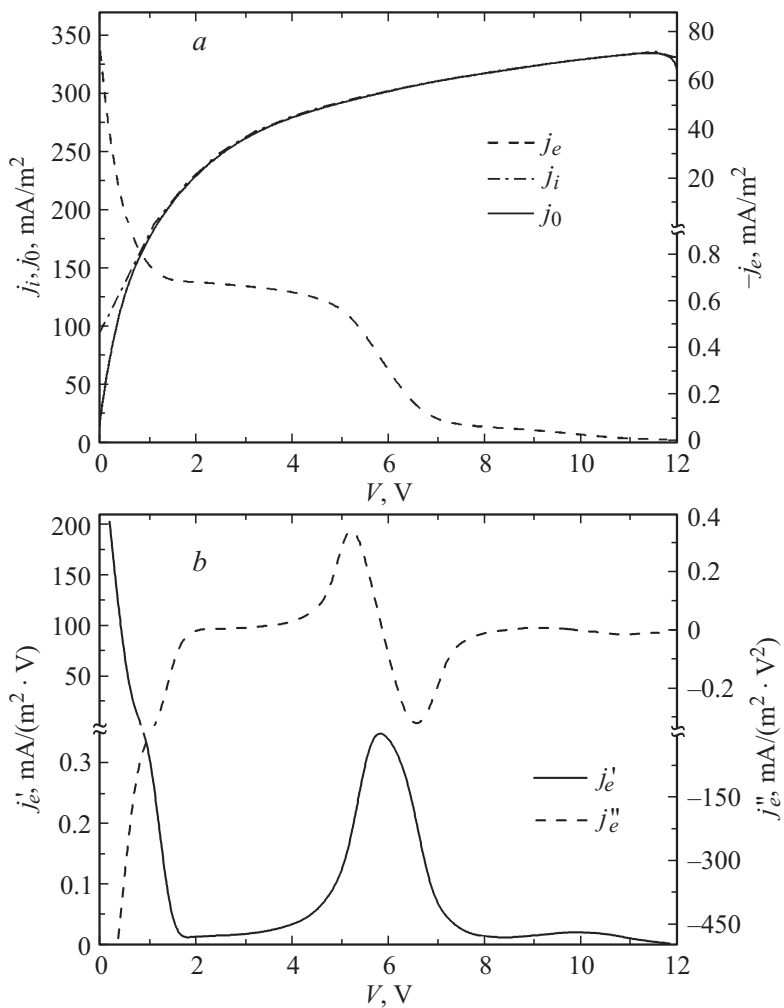


Рис. 2. Зависимости: *a* — электронного, ионного и полного тока на стеночный зонд от его потенциала, *b* — первой и второй производных электронного тока от потенциала при подаче на стеночный электрод потенциала смещения, величина которого меняется от 0 до 12 V за время $T_e = 10 \mu\text{s}$, в момент $t_2 = 161 \mu\text{s}$.

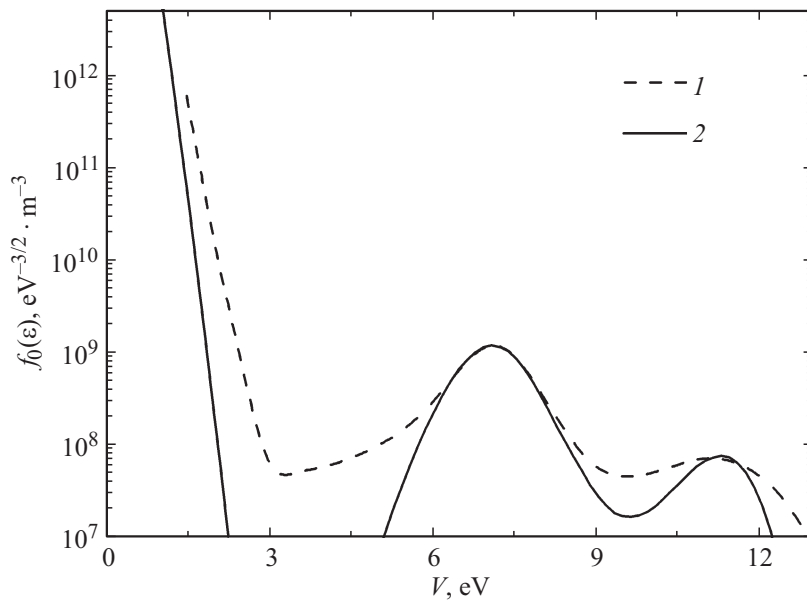


Рис. 3. Сравнение быстрой части ФРЭ: 1 — полученной из первой производной по потенциалу электронного тока на стеночный электрод по формуле (9), 2 — полученной из численного решения.

соответствующего температуре электронов в активной фазе, до температуры $T_e = 0.122$ eV к моменту подачи на стеночный зонд потенциала смещения и составляет величину $T_e = 0.122-0.118$ eV, а концентрация $n_e = (2.35-2.16) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. На рис. 1, *b* приведены пространственные распределения потенциала в моменты времени 150 и 161 μs . Видно, что до подачи сканирующего напряжения потенциал пространства однороден и мал, т.е. обеспечивается эквипотенциальность пространства плазмы послесвечения. Поэтому энергии электронов, возникающих в результате реакций (1), не зависят от координат. При подаче на стеночный электрод потенциала отрицательного смещения в виде пилы амплитудой 12 V на него течет ток преимущественно положительных ионов (рис. 2, *a*). При этом практически все прикладываемое напряжение падает в узком слое вблизи стеночного электрода толщиной порядка

дебаевского радиуса $L_D = 3.5 \text{ mm}$ (рис. 1, *b*). Изменение потенциала пространства в плазме остается практически таким же, как и до подачи сканирующего напряжения.

На рис. 2, *a* представлены зависимости электронного, ионного и полного токов от потенциала, а на рис. 2, *b* — первая и вторая производные электронного тока от потенциала соответственно в момент времени t_2 , в который потенциал смещения на стеночный электрод достигает величины в 12 V.

На зависимостях первой и второй производных при больших энергиях наблюдаются 2 особенности, в частности, на первой производной — 2 пика, соответствующие ФРЭ быстрых электронов с энергиями $E_p \approx 7.3 \text{ eV}$ и $E_m \approx 11.55 \text{ eV}$, которые образуются в плазме в реакциях (1). Эти кривые хорошо соответствуют ФРЭ быстрых электронов, полученных в результате численного эксперимента (рис. 3). В то же время вторые производные дают совершенно нефизичные результаты — как положительные, так и отрицательные значения, т.е. говорить о пропорциональной зависимости между второй производной плотности электронного тока на стенку и ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов не имеет смысла (ФРЭ не может быть отрицательной).

Таким образом, численный эксперимент показал, что в нелокальном режиме с помощью стеночного электрода, размер которого превышает ленгмюровский, можно измерять ФРЭ нелокальных пеннинговских электронов. При этом первая производная электронного тока на зонд по его потенциалу пропорционально связана с источниками образования быстрых электронов и качественно и количественно достаточно хорошо описывает ФРЭ. Результаты работы чрезвычайно важны для разработки диагностики параметров плазмы с помощью стеночного зонда и предполагают большой потенциал для фундаментальных и прикладных исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и СПбГУ.

Список литературы

- [1] Кудрявцев А.А., Цыганов А.Б. // Патент РФ 2217739, опубликовано 27.11.2003
- [2] Kudryavtsev A.A., Tsyganov A.B. // US Patent 7.309.992. December 18. 2007.
- [3] Кудрявцев А.А. и др. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 10. С. 1.

-
- [4] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [5] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Изд-во Лань, 2010. 512 с.
- [6] Arslanbekov R.R., Khromov N.A., Kudryavtsev A.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. P. 528.
- [7] Chirtsov A., Kapustin K., Kudryavtsev A., Bogdanov E. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2011. V. 39. N 11. P. 2580.