

УДК 533.9.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ВЧ-ПЛАЗМЕ

© 2024 г. А. Ю. Шемахин^{а, *}^аКазанский (Приволжский) федеральный университет
ул. Кремлевская, 18, Респ. Татарстан, Казань, 420111 Россия

*E-mail: shemakhin@gmail.com

Поступила в редакцию 25.07.2023 г.

После доработки 19.09.2023 г.

Принята к публикации 20.09.2023 г.

Одной из наиболее важных характеристик низкотемпературной плазмы является функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) или же по скоростям. В работе рассмотрено влияние электромагнитного поля на значения функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) при давлении от 13.3 до 133 Па для напряженностей электрического поля от -3000 до 3000 В/м в высокочастотном разряде со степенью ионизации 10^{-4} – 10^{-6} . Показано, что на низких частотах ВЧ-электромагнитного поля (0.44–1.76 МГц) и с уменьшением частоты соударений до 5×10^7 Гц, при увеличении напряженности по модулю до 3000 В/м отклонение ФРЭС от ФРЭС Максвелла составляет до 35%. Это оказывает существенное влияние на коэффициенты диффузии и подвижности, разница в которых может составлять до 25% в рассмотренном диапазоне параметров.

Ключевые слова: ФРЭЭ, функция распределения электронов по скоростям, высокочастотный разряд, пониженное давление, частота столкновений, концентрация электронов

DOI: 10.31857/S0023119324020117 **EDN:** VRQRDG

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных способов улучшения характеристик материалов является обработка с помощью низкотемпературной плазмы [1–6] различных видов газовых разрядов. В частности, струйные ВЧ-индукционные (ВЧИ) разряды при пониженном давлении (13.3–133 Па) применяются для модификации функциональных и эксплуатационных свойств широкого спектра материалов от термостойких сплавов и сталей до нетермостойких полимеров, таких, как натуральная кожа и мех [6–8]. Возможность модификации самых разных материалов обеспечивается значениями энергии ионной бомбардировки 30–100 эВ и плотности ионного тока на поверхность образца 0.5–15 А/м², которые достигаются за счет ускорения ионов в слое положительного заряда (СПЗ) у поверхности образца при термическом воздействии плазмы на образец в диапазоне 330–700 К, в зависимости от параметров режима поддержания разряда. Данный вид разряда поддерживается в ВЧ-полях с напряженностью электрического поля до 3000 В/м, что оказывает существенное влияние на ФРЭС и является предметом исследования в настоящей работе. Для моделирования процессов в ВЧИ-разрядах пониженного давления одним из важных параметров являются коэффициенты диффузии и подвижности электронов,

которые получаются из ФРЭЭ, поэтому ее исследование является важной задачей.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ

Среди применяемых в настоящее время экспериментальных методов исследований концентрации электронов и эффективной частоты столкновений в плазме значительное место занимает сверхвысокочастотное зондирование (СВЧ-измеритель концентрации электронов) [7–9]. В работе использовались три независимых метода: свободного пространства (“двух частот” и “по отсечке сигнала”) и резонаторный, что позволило повысить точность измерений. В методах свободного пространства применение двухпроводной линии (линии Лехера) позволило достичь пространственного разрешения СВЧ-зондирования порядка 2–3 мм. Зондирование методом двух частот основано на измерениях затухания прошедшей через плазму электромагнитной волны на двух частотах. Распространение волн через плазму удобнее всего анализировать с помощью волнового уравнения. Если свойства плазмы не зависят от координат, перпендикулярных направлению распространения волны, то уравнение для поперечных составляющих поля E_x , E_y при скалярной плотности σ имеет вид:

$$\frac{d^2 E_{x,y}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{i\omega\sigma}{\varepsilon_0 c} E_{x,y}, \quad (1)$$

где c — скорость света, ε_0 — диэлектрическая постоянная, ось OZ параллельная направлению распространения волны. При этом решением уравнения (1) является плоская волна $E_{x,y}(z,t) = E_{x,y} \times \exp[i(\omega t - kz)]$, где волновое число:

$$k = \beta - id = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_{kp}^2}{\omega^2 + v_c^2} - i \frac{\omega_{kp} v_c}{(\omega^2 + v_c^2)\omega}}, \quad (2)$$

коэффициент затухания:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left[1 - \frac{\omega_{kp}^2}{\omega^2 + v_c^2} + \frac{v_c^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_{kp}^2}{\omega^2 + v_c^2} \right)^2 \right]^{1/2} - \left[1 - \frac{\omega_{kp}^2}{\omega^2 + v_c^2} \right] \right\}. \quad (3)$$

В диапазоне давлений $p = 10-500$ Па, $v_c = 4.5 \times 10^8 - 2.25 \times 10^{10}$ с⁻¹. При исследованиях в сантиметровом диапазоне длин волн $\omega = 4.2 \times 10^{10} - 7.2 \times 10^{10}$ с⁻¹, т.е. $v_c^2 \ll \omega^2$. В дециметровом диапазоне $\omega = 6.8 \times 10^9 - 1.8 \times 10^{10}$ с⁻¹, т.е. существует диапазон давлений ($p = 100-500$ Па), где $v_c^2 \gg \omega^2$. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке методики расчета n_e и v_c по результатам СВЧ-измерений.

Для случая $v_c^2 \ll \omega^2$ постоянная затухания

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{v_c}{c} \frac{n_e}{n_{kp}} \left(1 - \frac{n_e}{n_{kp}} \right)^{-1/2}, \quad (4)$$

где n_{kp} — критическая концентрация электронов.

Измеряя постоянную затухания на двух частотах ω_1 и ω_2 , можно определить усредненную на пути электромагнитной волны концентрацию электронов

$$n_e = \frac{m_e}{4\pi e^2} \frac{\omega_1^4 \alpha_1^2 - \omega_2^4 \alpha_2^2}{\omega_1^2 \alpha_1^2 - \omega_2^2 \alpha_2^2}. \quad (5)$$

Постоянная затухания $\alpha_{1,2} = c \ln(u_0/u_{1,2})/2l\omega_{1,2}$ определялась по измерениям напряжения на выходе СВЧ-измерителя без плазмы u_0 и с плазмой u_1 и u_2 на частотах ω_1 и ω_2 ($l = D_k$ — характерный размер плазмы).

$$n_e = \frac{m_e \varepsilon_0}{2\pi e^2} \frac{\omega^2 \alpha_1}{v_c} \left[1 + \frac{v_c}{\omega_1} \right], \quad (6)$$

$$v_c = (\alpha_1 \omega_1^3 - \alpha_2 \omega_2^3) / (\alpha_2 \omega_2 - \alpha_1 \omega_1). \quad (7)$$

Метод отсечки основан на измерении частоты зондирующего сигнала, при которой резко увеличивается коэффициент отражения волны. Профиль концентрации электронов в диффузном разряде позволяет оценить n_e на оси разрядной камеры. Концентрация электронов в этом случае рассчитывается

$$n_e = m_e \varepsilon_0 \omega_{kp}^2 / e^2, \quad (8)$$

где ω_{kp} — измеряемая частота отсечки сигнала.

Недостатком применения двухпроводной линии являются возмущения, вносимые размещением линии в плазме. Этого недостатка лишен резонаторный метод, который основан на измерении характеристик СВЧ-резонатора до и после введения в него плазмы.

Для случая, когда отсутствует постоянное магнитное поле и $v_c^2 \ll \omega^2$ в первом приближении теории возмущений изменения резонансной частоты $\Delta\omega$ и добротности Q при введении плазмы в резонатор определяется формулами

$$\Delta\omega/\omega = 0.5 C_v n_e V_p / n_{kp} V_r, \quad (9)$$

$$\Delta(1/Q) = B_v n_e v_c V_p / n_{kp} \omega V_r, \quad (10)$$

где C_v , B_v — коэффициенты формы, которые определяются распределением поля и параметрами плазмы по объему резонатора, V_r — объем резонатора, V_p — объем плазмы в резонаторе. В случае, если v_c не зависит от координат, коэффициенты C_v и B_v одинаковые.

Если частоты ω и v_c сравнимы, n_e и v_c рассчитываются из формул

$$\Delta\omega/\omega = 0.5 C_v n_e \omega^2 V_p / n_{kp} (\omega^2 + v_c^2) V_r, \quad (11)$$

$$\Delta(1/Q) = B_v n_e v_c \omega V_p / n_{kp} (\omega^2 + v_c^2) V_r. \quad (12)$$

В этом случае необходимо определять одновременно сдвиг частоты и изменение добротности. При $v_c^2 \gg \omega^2$ измерения концентрации по сдвигу частоты резонатора становятся затруднительными из-за ухудшения добротности резонатора, вызванного введением плазмы.

В исследованиях использованы волны типа E_{OSO} . При колебаниях этого типа электрическое поле имеет только осевую составляющую и зависит от радиуса резонатора. Это позволяет осуществлять продольную локализацию измерений n_e , применив резонаторы малой высоты. Кроме того, колебания типа E_{OSO} могут использоваться при определении $n_e \gg n_{kp}$.

Для определения коэффициента формы, а также учета провисания поля резонатора в торцевых от-

версиях ввода, наличия в нем разрядной камеры и элементов связи с высокочастотным трактом проведены калибровочные измерения с использованием диэлектриков с известной относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_0 . В калибровочных измерениях применялись диэлектрические стержни из пенопласта ($\epsilon = 1.19$ на $f = 10$ ГГц) и эбонита ($\epsilon = 4$).

Коэффициент формы C_v для резонатора с $f = 2.29$ ГГц существенно зависит от степени заполнения разрядной камеры плазмой, для резонаторов с $f = 9.8$ ГГц C_v практически не зависит от заполнения резонатора плазмой. Коэффициент формы в калибровочных исследованиях определяется из формулы

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{2}(\epsilon - 1) \frac{V_p}{V_z} C_v. \quad (13)$$

Измерение напряженности магнитного поля проводилось с помощью магнитного зонда [8]. Для измерения малых величин напряженности магнитного поля и подавления синфазной помехи использовался дифференциальный усилитель (ДУ). Чувствительность зондовой системы составляла 2160 А/мВ^{-1} . Погрешность определения напряженности магнитного поля составляла 20%.

Система измерения плотности тока состоит из миниатюрного пояса Роговского [8], дифференциального усилителя с детектором, вольтметра и калибровочного устройства. Чувствительность системы измерения плотности тока j на частоте 1.76 МГц составила $1.59 \text{ А/(м}^2 \text{ В}^{-1})$. Погрешность определения не превышала 12%.

Электрические параметры ВЧ разрядов

При исследовании электрических параметров характеристики плазменных установок изменялись в следующих диапазонах. Расход плазмообразующего газа от 0 до 0.3 г/с, мощность в разряде от 0.1 до 4 кВт, частота генератора от 1.76 до 18 МГц. Основные эксперименты выполнены на аргоне высшего сорта в качестве плазмообразующего газа. Содержание кислорода в аргоне высшего сорта не превышает $7 \times 10^{-4}\%$, а азота — $5 \times 10^{-3}\%$. Кроме этого, исследовалось влияние состава плазмообразующего газа на параметры струи ВЧ-плазмы. Для этого в качестве плазмообразующего газа использовались Ne, He, Kr, CO₂, N₂, O₂, пропан-бутан, смесь Ar с азотом до 30%, кислородом до 20%.

Установлено, что для ВЧ-разрядов характерно с ростом давления до 150–160 Па увеличение концентрации электронов до максимального значения. При

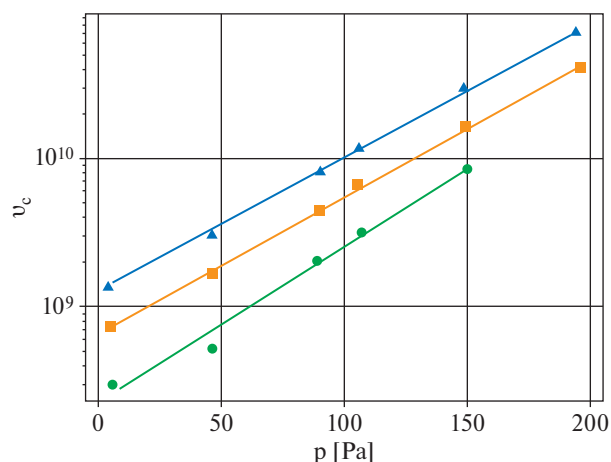


Рис. 1. Зависимость частоты соударений [Гц] от давления [Па].

дальнейшем повышении давления n_e уменьшается. Это объясняется тем, что первоначально по мере увеличения давления n_e растет из-за снижения потерь электронов за счет диффузии и повышения частоты ионизирующих столкновений с тяжелыми частицами. После достижения максимального значения концентрация начинает падать, так как при переходе в область больших давлений уменьшаются длина свободного пробега электронов и их энергия. Изменение частоты столкновений ν_c в исследованном диапазоне давлений иллюстрирует рис. 1. При $p \gg 150\text{--}180 \text{ Па}$ — $\nu_c > 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Для подтверждения изложенных физических представлений исследована зависимость n_e в ВЧИ-разряде пониженного давления от напряжения на индукторе u_u для различных частот ВЧ-генератора для $p = 13$ и 127 Па. При переходе из Е-режима в Н-режим происходит резкое возрастание n_e при небольшом изменении напряжения на индукторе. Эксперименты показали, что напряжение перехода в другой режим зависит от давления в РКи частоты генератора. При $u_u < 200 \text{ В}$ для $p = 13 \text{ Па}$ и $G_r = 0$ n_e несколько выше, чем при $p = 120 \text{ Па}$ и $G_r = 0.08 \text{ г/с}$, что объясняется лучшим согласованием ВЧ-генератора с нагрузкой. Повышение p с 13 до 120 Па увеличивает ν_c от 2×10^8 до $5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, что повышает вероятность ионизации и, следовательно, n_e возрастает.

Рост частоты генератора f приводит к увеличению ν_c и, как следствие, к повышению вероятности ионизации. Это подтверждалось увеличением n_e с ростом частоты генератора. Повышение мощности в разряде приводит к повышению n_e . Это характерно для всех форм ВЧ-разрядов. Наклон зависимостей $n_e = n_e(P_p)$ для индукционного и емкостного разрядов различен: с увеличением мощности в индукционном

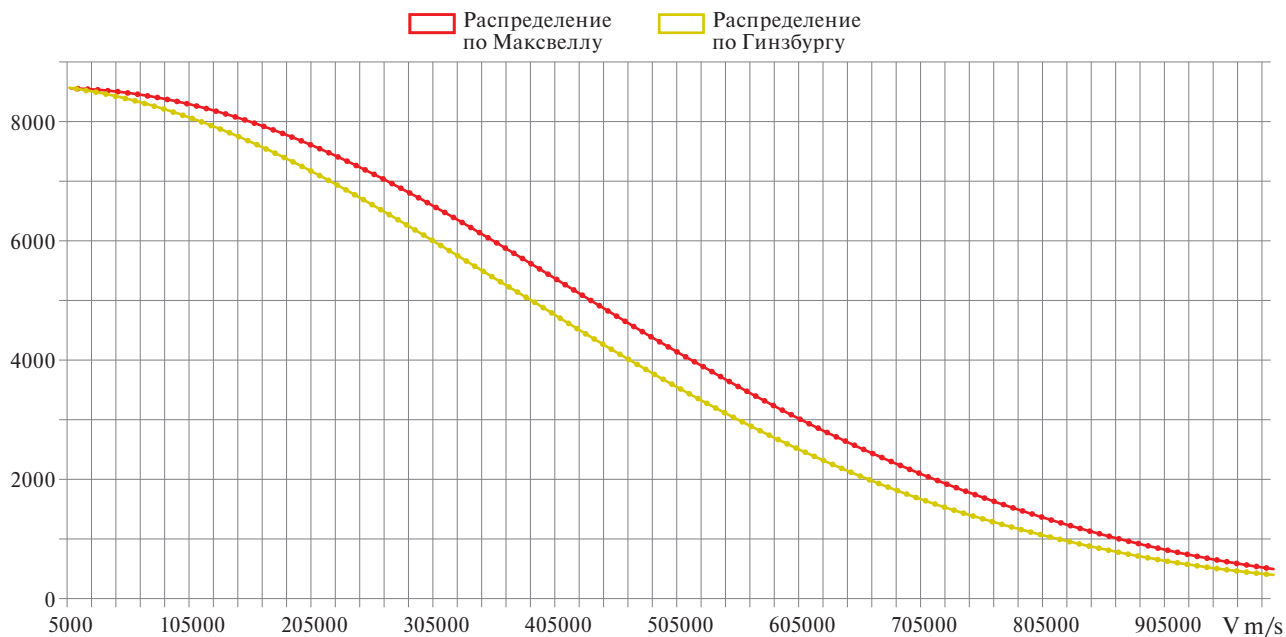


Рис. 2. Функция распределения электронов по скоростям в относительных единицах при $v_c = 10^8$ Гц и $f = 13.56$ МГц.

разряде n_e возрастает более резко, чем в емкостном. Это связано с тем, что в Н-форме разряда при росте P_p происходит практически линейное увеличение тока разряда I_p , т.е. значительный рост n_e , а в Е-форме разряда — это приводит в первую очередь к возрастанию u_u . Величина n_e в центре разряда существенно больше n_e на краю электропроводной области. Так, например, величина n_e при $r = 0$ на 16–17% больше, чем при $r = 14$ мм для мощности разряда 1060 Вт. Увеличение расхода до значений, не приводящих к нарушению согласования плазма-генератор, приводит к росту концентрации n_e . С увеличением P_p растет концентрация электронов в плазменном сгустке. Как видно из перечисленных экспериментальных исследований, существует необходимость обоснования использования отличной от максвелловской функции распределения электронов по скоростям и связии ее с коэффициентами подвижности и диффузии электронов.

РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ФРЭС

Произведен расчет функции распределения электронов по скоростям. Функция распределения с учетом влияния электромагнитного поля представляется в виде суммы максвелловской части f_{00} и полевой f_1 [10]. Коэффициенты диффузии и подвижности D_e, b_e находятся в следующем виде:

$$f_1 = \frac{-eE_{full} \frac{\partial f_{00}}{\partial f}}{m(i\omega + v_c(v))},$$

$$f = f_{00} + f_1(v) \frac{v}{v}, \quad \varepsilon_e = m_e \frac{v^2}{2},$$

$$b_e = (-1/n_a)(\gamma/3) \int_0^\infty \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_e} d\varepsilon_e, \quad (14)$$

$$D_e = (-1/n_a)(\gamma/3) \int_0^\infty \frac{\varepsilon_e}{\sigma_m} f d\varepsilon_e,$$

$$\gamma = \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}.$$

Полагая $E_{full} = E_0 \sqrt{2}$ для использования усреднения по периоду колебания электромагнитного поля, проведены расчеты ФРЭС при давлении от 13.3 до 133 Па для напряженностей электрического поля от –3000 до 3000 В/м в высокочастотном разряде со степенью ионизации 10^{-4} – 10^{-6} . Выявлено, что в зависимости от знака вектора напряженности электрического поля, ФРЭС из работы [10] для положительной оси скорости либо превышает, либо становится меньше максвелловской на 10% при частотесоударений 10^8 Гц (рис. 2). Выявлено, что существенное влияние оказывает частота соударений v_c . На низких частотах ВЧ-электромагнитного поля (0.44–1.76 МГц) и с уменьшением частоты соударений до 5×10^7 Гц и увеличении напряженности до 3000 В/м отклонение ФРЭС от ФРЭС Максвелла составляет до 35% (рис. 3). С увеличением частоты ВЧ-электромагнитного поля, оно начинает оказывать большее влияние, чем частота соударений, что приближает ФРЭС к максвелловской, также как и с увеличением частоты соударений (рис. 4). Таким образом, это оказывает существенное влияние

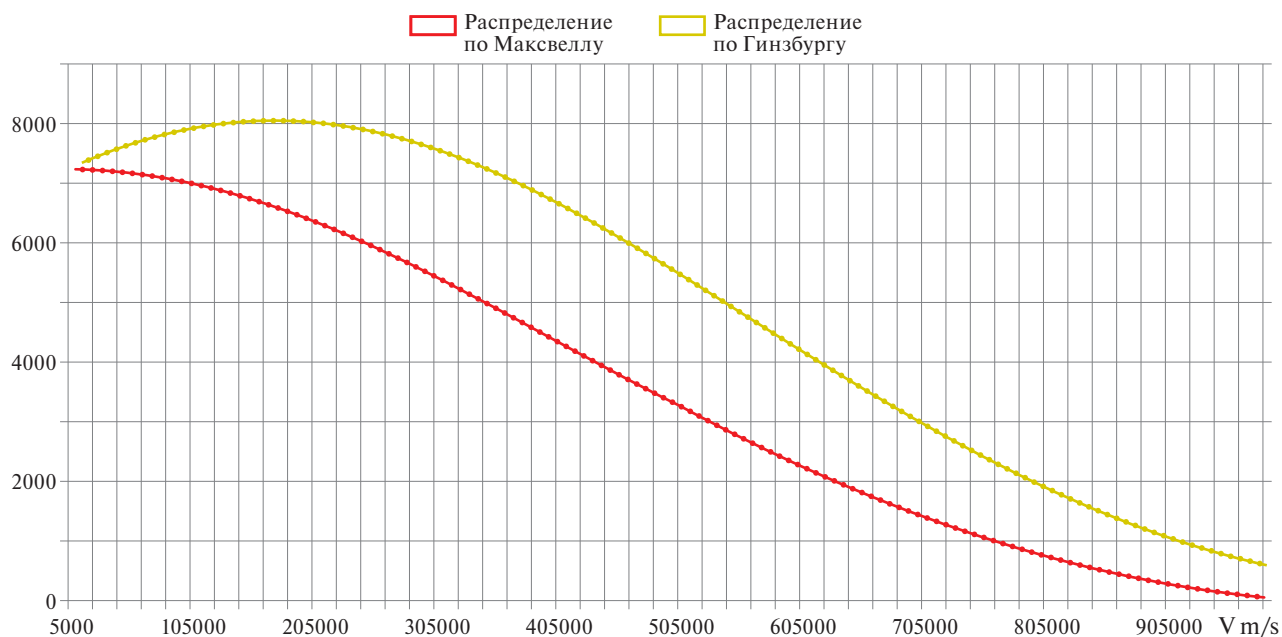


Рис. 3. Функция распределения электронов по скоростям в относительных единицах при $\nu_c = 5 \times 10^7$ Гц и $f = 1.76$ МГц.

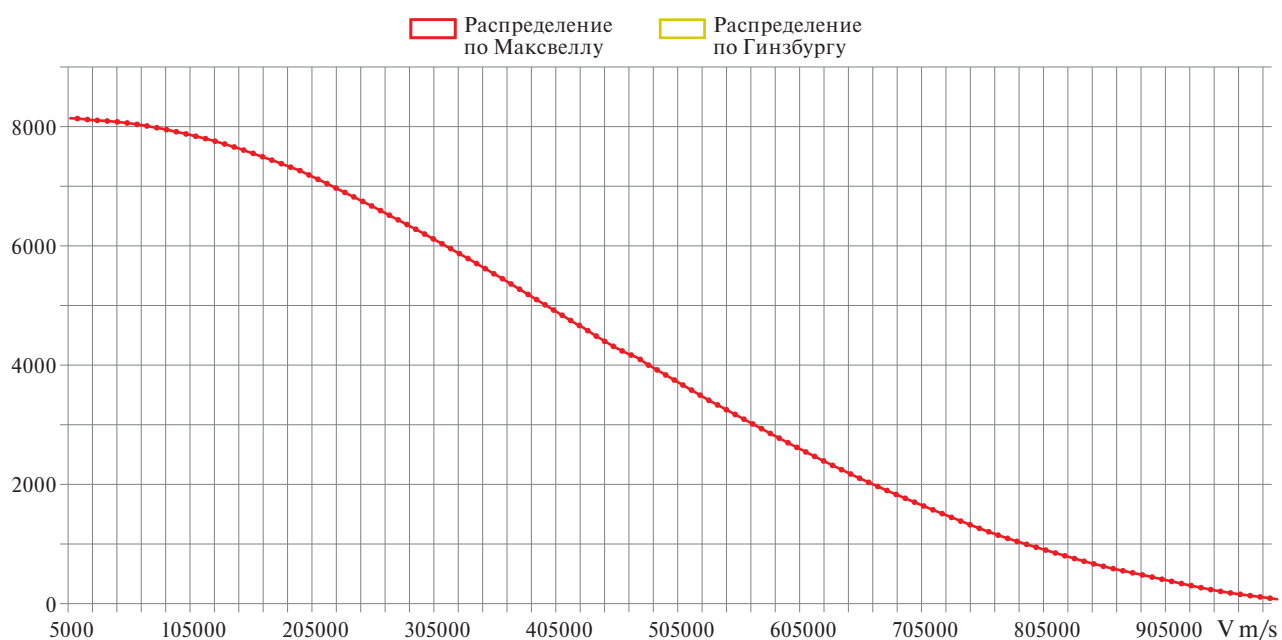


Рис. 4. Функция распределения электронов по скоростям в относительных единицах при $\nu_c = 10^9$ Гц и $f = 13.56$ МГц.

на определение коэффициентов диффузии и подвижности, разница в которых может составлять до 25% в рассмотренном диапазоне параметров, что существенно для вычисления характеристик потока плазмы и количественного согласования расчетов с экспериментальными данными.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-71-10055, <https://rscf.ru/project/19-71-10055/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogaerts A. et al. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2002. V. 57. № 4. С. 609–658.
2. Samukawa S. et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2012. V. 45. № 25. P. 253001.
3. Chu P.K., Lu X.P. (ed.). Low temperature plasma technology: methods and applications. CRC press, 2013. 494 p.
4. Adamovich I. et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50. № 32. P. 323001.
5. Adamovich I. et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2022. V. 55. № 37. P. 373001.

6. *Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф.* Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. Казань: Изд-во Казанского государственного университета, 2000.
7. *Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Абуталипова Л.Н., Красина И.В.* Высокочастотная плазменная обработка в динамическом вакууме капиллярно-пористых материалов: теория и практика применения. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2004.
8. *Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Сагбиев И.Р.* Модификация нанослоев в высокочастотной плазме пониженного давления. Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2007.
9. *Абдуллин И.Ш. и др.* // Химия высоких энергий. 2012. Т. 46. №. 4. С. 319–323.
10. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, 1967.