

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АНОДА НА ФРЭЭ И ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ПРОФИЛЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

© 2023 г. С. Н. Андреев^а, А. В. Бернацкий^а, Н. А. Дятко^{а,б,*},
И. В. Кочетов^{а,б}, В. Н. Очкин^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^б Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Троицк, Москва, Россия

*e-mail: dyatko@triniti.ru

Поступила в редакцию 24.05.2023 г.

После доработки 31.05.2023 г.

Принята к публикации 01.06.2023 г.

В рамках одномерной мерной модели методом Монте-Карло рассчитаны функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) и пространственный профиль концентрации электронов в промежутке катод–анод в разряде в гелии. Численные исследования выполнены для известных из литературы экспериментальных условий в разряде с полым катодом: расстояние катод–анод 3 см, давление гелия 0.75 Торр, напряженность электрического поля в разрядном промежутке 1.3 В/см. Расчеты выполнены как без учета, так и с учетом анодного падения потенциала и эффекта отражения электронов от анода. Исследована также зависимость вида ФРЭЭ от используемого в расчетах энергетического спектра источника электронов. Во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ – значительное обеднение низкоэнергетической части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Рассчитанные ФРЭЭ и пространственный профиль концентрации электронов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: полый катод, разрядная плазма, функция распределения электронов по энергии, концентрация электронов, анодный слой, моделирование, метод Монте-Карло

DOI: 10.31857/S0367292123600632, EDN: IVSSFU

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была разработана самосогласованная кинетическая теория явлений, происходящих в прианодной области тлеющего разряда. Эта теория предсказывает существование протяженной возмущенной области квазинейтральной плазмы, в которой должна быть заметно искажена функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), и размер этой области существенно превышает толщину анодного слоя. В работе [2] были выполнены измерения ФРЭЭ в положительном столбе тлеющего разряда в неоне в трубке радиусом 1.5 см при давлении газа 1 Торр, ток разряда составлял 10 мА. Измерения проводились зондовым методом на различных расстояниях от анода. Было показано, что искажения ФРЭЭ становятся заметными уже на расстояниях 6–4 см до анода, при приближении к аноду ФРЭЭ заметно обедняется низкоэнергетическими (медленными) электронами. Количественный анализ этого эффекта проводился в ряде работ как путем решения нелокального уравнения Больцмана для

электронов [2–7], так и путем моделирования движения электронов методом Монте-Карло [7]. Такие исследования проводились, в основном, для условий тлеющего разряда в неоне.

В недавних работах [8–10] ФРЭЭ измерялись в плазме разряда с полым катодом, в котором расстояние между катодом и анодом составляло 3 см. Разряд зажигался в гелии при давлении около 1 Торр. Функции распределения, на различных расстояниях от катода, оказались сильно обеднены медленными электронами. В работе [10] при обсуждении экспериментальных данных проанализирована роль двух эффектов, которые могут приводить к такому обеднению: аппаратные искажения функции распределения, обусловленные стоком электронов на измерительный зонд, и поглощение электронов анодом. Согласно проведенным в [10] расчетам, выполненным методом Монте-Карло, основной вклад в обеднение функции распределения медленными электронами дает второй эффект. Оказалось, что, хотя расчет качественно воспроизводит эффект обедне-

ния ФРЭЭ медленными электронами, в количественном отношении имеется существенное отличие расчетных функций от измеренных. В расчетах степень обеднения ФРЭЭ медленными электронами сильно зависит от расстояния до анода: при приближении к аноду эффект становится значительно более выраженным, тогда как измеренные на различных расстояниях от анода распределения в этой области энергий различаются незначительно. Заметим, что в расчетах [10] электрическое поле полагалось постоянным во всем промежутке от катода до анода, т.е. не учитывалось наличие анодного падения потенциала. Не учитывался также эффект отражения электронов от анода. Отметим также, что в [10] задаваемый источник электронов имел фиксированный энергетический спектр. Возможная зависимость ФРЭЭ от вида этого спектра не исследовалась.

В настоящей работе методом Монте-Карло проведено расчетно-теоретическое исследование пространственного распределения параметров плазмы в промежутке катод–анод для условий разряда с полым катодом в гелии [9, 10]. Расчеты выполнены с учетом как изменения напряженности электрического поля в анодном слое, так и отражения электронов от анода. Кроме того, исследовано влияние вида энергетического спектра источника электронов на получаемые результаты. Рассчитаны ФРЭЭ на различных расстояниях от анода и пространственное распределение концентрации электронов. Выполнено сравнение расчетных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

2. РАССМАТРИВАЕМЫЕ УСЛОВИЯ

Будем рассматривать условия, аналогичные экспериментальным условиям [10]. В экспериментах [10] стационарный разряд зажигался в гелии: ток 157 мА, температура газа $T_g = 340$ К, давление $P = 0.75$ Торр, напряжение на катоде 288 В. Катод имел форму параллелепипеда $10 \times 1 \times 5$ см³ с открытым срезом сечением 10×1 см². Прямоугольный анод на расстоянии 3 см от среза катода также имел размер 10×1 см² и был заземлен. Измерения проводились в промежутке катод–анод на различных расстояниях x от 3 до 27 мм от среза катода. Детальное описание экспериментальной установки и методов измерений приведено в [10]. Помимо ФРЭЭ измерялся потенциал плазмы, и определялась напряженность электрического поля. Напряженность электрического поля оказалась практически постоянной во всем промежутке $E \approx 1.3$ В/см. Соответствующее значение приведенного электрического поля $E/N = 6.1$ Тд ($N = 2.13 \times 10^{16}$ см⁻³ – концентрация атомов в рассматриваемых условиях). Экстраполяцией зависимости потенциала плазмы от x в область зазем-

ленного анода была определена величина анодного падения потенциала, которая составила $\Delta_a \approx -12$ В.

Что касается ширины анодного слоя, то в литературе используются различные предположения о ее величине. Согласно [11], ширина анодного слоя приблизительно равна длине свободного пробега электронов. В работе [4] предполагается, что она приблизительно равна дебаевской длине. В теоретической работе [7] исследовалась кинетика электронов в анодном слое тлеющего разряда в неоне ($N = 2 \times 10^{16}$ см⁻³, электрическое поле в положительном столбе разряда $E = 1.84$ В/см). В этой работе, со ссылкой на экспериментальные данные [12], ширина анодного слоя варьировалась в пределах 0.1–0.5 см. Длина свободного пробега электронов для рассмотренных условий $(N\sigma(u_m))^{-1} \approx 0.25$ см, где σ – сечение упругого рассеяния электронов на атомах неона, а $u_m \approx 7.5$ эВ – средняя энергия электронов в положительном столбе разряда [7]. Т.е. использованные в [7] значения ширины анодного слоя приблизительно соответствуют длине пробега электронов. В настоящей работе мы также полагали, что ширина анодного слоя l_a приблизительно равна длине пробега электронов. В рассматриваемых нами условиях $l_a \approx 0.1$ см.

На рис. 1 показана использованная в расчетах зависимость $E(x)$ вблизи анода. В интервале от 0 до 2.9 см напряженность электрического поля полагается равной $E \approx 1.3$ В/см, а в анодном слое увеличение E происходит по квадратичному закону:

$$E(x) = E_0 - \frac{3\Delta_a}{l_a^3} [x - (x_a - l_a)]^2, \quad (1)$$

где $x_a = 3$ см – координата положения анода, $E_0 = 1.3$ В/см – напряженность электрического поля в промежутке катод–граница анодного слоя. Аналогичная зависимость $E(x)$ в анодном слое использовалась, например, в работе [7].

При соударении с анодом электрон может упруго отразиться от него. Вероятность такого отражения зависит от металла, из которого сделан анод, энергии электрона и направления его движения по отношению к поверхности. В работе [13] измерен коэффициент отражения электронов от поверхности вольфрама (в [9, 10] использовался вольфрамовый анод) в диапазоне энергий 0–20 эВ для случая нормального падения электронов. Согласно [13], коэффициент отражения немонотонно уменьшается от ≈ 0.6 –0.65 (при малых энергиях электронов) до ≈ 0.02 (при 20 эВ). В настоящих расчетах мы использовали некоторое среднее значение коэффициента упругого отражения $\xi = 0.36$ не зависящее от энергии электронов и угла их падения на анод. Аналогичный

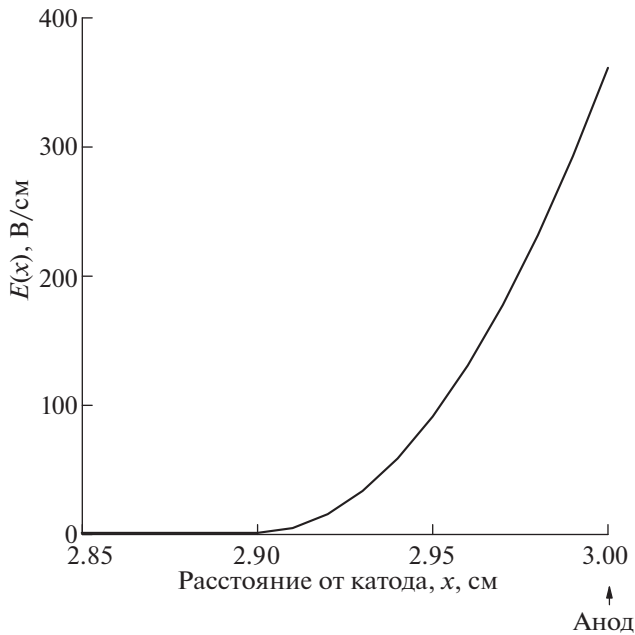


Рис. 1. Используемая в расчетах зависимость напряженности электрического поля от расстояния в анодном слое.

подход и такое же значение ξ использовались в работе [7]. Чтобы оценить влияние величины ξ на получаемые результаты, отдельные расчеты выполнены также с $\xi = 0.9$.

3. МЕТОД РАСЧЕТА

Расчеты проводились путем численного моделирования движения электронов в гелии в электрическом поле между катодом и анодом методом Монте-Карло. Электрическое поле было направлено вдоль отрицательного направления оси X , а его напряженность зависела только от координаты x . Положение источника электронов, $x = 0$, соответствовало положению катода (точнее, срезу полого катода), а анод располагался в плоскости $x_a = 3$ см. Соответственно, дрейф запущенных электронов происходил в положительном направлении оси X . Далее для удобства описания результатов расчетов термин “на расстоянии от катода” будет использоваться в значении “на расстоянии от источника электронов”.

Длина пробега электрона вдоль траектории его движения между двумя последовательными соударениями с атомами определялась случайным образом путем решения уравнения:

$$\int_{s_0}^{s_1} N \sigma_{tot}(u(s)) ds = -\ln(1 - \gamma), \quad (2)$$

где s – координата вдоль криволинейной траектории движения электрона, s_0 – положение предыдущего столкновения, s_1 – положение следующего столкновения, $\sigma_{tot}(u)$ – сумма сечений всех учитываемых в расчете процессов, γ – случайное число, равномерно распределенное на интервале (0,1). Траектория электрона в трехмерном пространстве и его энергия в каждой точке траектории рассчитывались путем решения соответствующего уравнения движения, а положение следующего столкновения электрона с атомом, и энергия электрона u_1 перед столкновением находились интегрированием выражения (2). Тип соударения (упругое, возбуждение электронного уровня) определялся случайным образом, при этом вероятность каждого процесса считалась пропорциональной его сечению при энергии $u = u_1$. Процесс ионизации учитывался аналогично процессам возбуждения электронных уровней, т.е. вторичные электроны не рассматривались. Предполагалось, что при любом типе столкновения происходит сферически-симметричное рассеяние электрона, и направление движения после соударения разыгрывалось случайным образом. Для упругого рассеяния изменение энергии после соударения рассчитывалось в зависимости от угла рассеяния (атомы предполагались покоящимися). При возбуждении электронного уровня атома энергия электрона уменьшалась на величину энергии возбуждения. В расчетах использовался набор сечений рассеяния электронов на атомах гелия из [14]. Траектория каждого запущенного электрона прослеживалась до момента пересечения им границы $x = x_a$, которая соответствует расположению анода. Далее с заданной вероятностью ξ разыгрывалось событие отражение/поглощение электрона. Если происходило отражение, то значение компоненты скорости электрона вдоль оси X изменялось на противоположное, и продолжалось моделирование движения электрона. В случае поглощения траектория электрона заканчивалась на аноде. Процедура расчета сферически симметричной части ФРЭЭ, $f_0(u)$, и других характеристик на различных расстояниях от источника (усреднение по всем запущенным электронам) описана в [15–17].

Для сравнения в расчетах были использованы три вида энергетического спектра источника электронов (см. рис. 2). На рис. 2 цифрой I обозначен энергетический спектр, использовавшийся в работе [10]. Как видно из рис. 2, по отношению к спектру I спектры II и III сдвинуты в область больших энергий и имеют большую ширину. Выбор таких спектров обусловлен следующими соображениями. В экспериментах [9, 10] напряжение на полом катода составляло около 300 В. Поэтому можно предположить, что из полого катода будут вылетать электроны с доста-

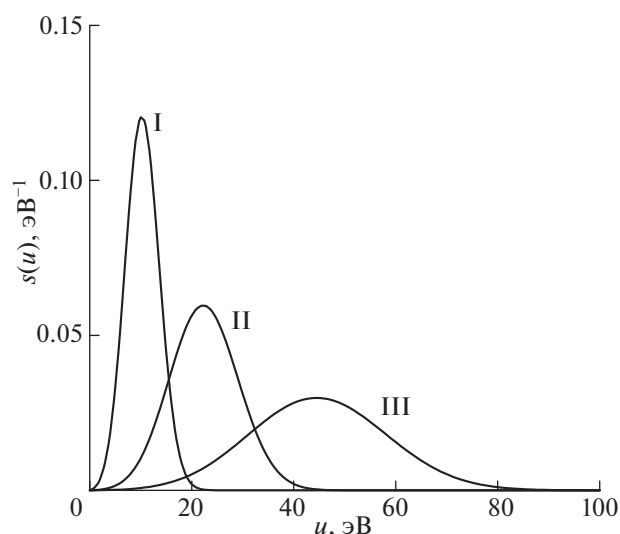


Рис. 2. Три вида энергетического спектра источника электронов использованные в расчетах.

точно высокими энергиями. Далее будем использовать обозначения I, II и III для указания на вид энергетического спектра источника электронов без ссылки на рис. 2.

Следует отметить, что выбор вида энергетического спектра источника электронов на срезе катода является достаточно произвольным. Основная цель состояла в том, чтобы оценить насколько сильно меняется расчетная ФРЭЭ при смещении спектра в область больших энергий. Выбор “колоколообразного” вида спектра для этой цели представляется нам достаточно разумным.

Отметим также, что в случае спектров II и III часть стартующих электронов имеет достаточную энергию, чтобы ионизировать атом гелия. Вообще говоря, появление вторичных электронов может влиять на вид ФРЭЭ, но в рамках настоящей работы этот эффект не рассматривался.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Чтобы более наглядно показать роль анода в формировании ФРЭЭ в условиях экспериментов [9, 10], в которых расстояние между срезом полового катода и анода составляет 3 см, рассмотрим вначале результаты расчетов, выполненных в предположении, что анод находится достаточно далеко от катода (20 см). Давление и температура газа и величина напряженности электрического поля в этих расчетах были такими же, как и в [10] (см. выше).

Результаты, полученные с использованием источника электронов вида I, представлены на рис. 3. Для сравнения на этом же рисунке показана

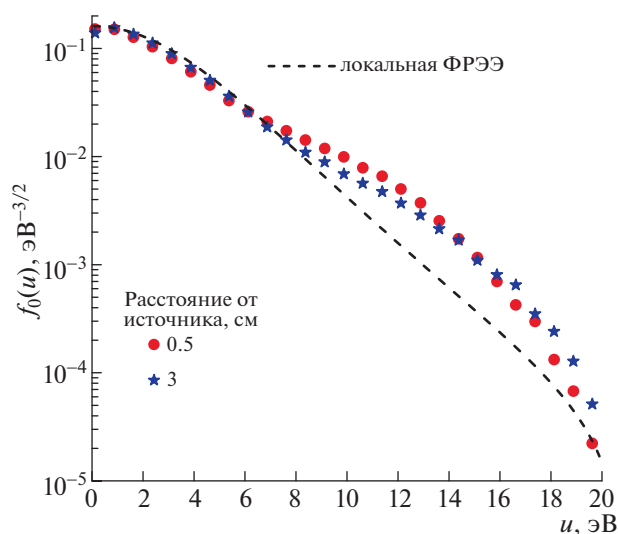


Рис. 3. ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от источника для случая, когда анод располагается далеко от катода (20 см). Пунктирной линией показана локальная ФРЭЭ.

на локальная функция распределения, рассчитанная путем решения уравнения Больцмана в локальном приближении [18] для $E/N = 6.1$ Тд. Как следует из рис. 3, $f_0(u)$ в точке $x = 0.5$ см практически совпадает с локальной ФРЭЭ в области энергий $u < 6$ эВ, а при $u > 6$ эВ несколько превышает. С увеличением расстояния от источника область энергий, в которой $f_0(u)$ совпадает с локальной функцией, увеличивается ($u < 8$ эВ при $x = 3$ см, см. рис. 3).

На рис. 4 показаны результаты расчетов ФРЭЭ на различных расстояниях от катода для экспериментальных условий [10], где расстояние катод–анод равнялось 3 см. Расчеты выполнены с использованием источника электронов вида I для трех вариантов: 1 – анодное падение потенциала не учитывается ($\Delta_a = 0$), электроны не отражаются от анода ($\xi = 0$); 2 – анодное падение потенциала $\Delta_a = -12$ В учитывается в расчетах, электроны не отражаются от анода ($\xi = 0$); 3 – анодное падение потенциала $\Delta_a = -12$ В учитывается, электроны отражаются от анода с вероятностью $\xi = 0.36$. Вариант 1 соответствует расчетам, выполненным в работе [10].

Из сравнения результатов, представленных на рис. 3 и 4, следует, что при расстоянии катод–анод равном 3 см влияние анода на вид ФРЭЭ становится заметным уже на расстояниях 0.5 см от катода (2.5 см до анода, см. рис. 4(a)). Поглощение электронов анодом приводит к обеднению функции распределения низкоэнергетичными электронами, качественное объяснение этого эффекта приведено в [10].

Чтобы оценить влияние анодного слоя на вид ФРЭЭ, сравним варианты 1 и 2 на рис. 4. Как видно из рис. 4(а), на всем разрядном промежутке вплоть до границы анодного слоя ($x = 2.9$ см) учет анодного падения потенциала практически не влияет на вид ФРЭЭ. При $x = 2.9$ см расчет с учетом анодного слоя приводит к небольшому обеднению ФРЭЭ при $u < 2$ эВ. При $x > 2.9$ (в области анодного слоя) учет анодного падения потенциала приводит к заметному обеднению ФРЭЭ низкоэнергетичными электронами, при приближении к аноду этот эффект усиливается (см. рис. 4б и 4в). Качественно этот эффект можно объяснить следующим образом. Электроны, двигаясь в анодном слое в сторону анода, почти не сталкиваются с атомами, так как ширина анодного слоя приблизительно равна длине свободного пробега электронов. При этом в анодном слое они получают значительную энергию от электрического поля, так что внутри слоя медленных электронов становится меньше.

Влияние отражения электронов от анода на вид ФРЭЭ можно оценить, сравнив варианты 2 и 3 на рис. 4. Как видно из рис. 4а, на всем разрядном промежутке вплоть до границы анодного слоя ($x = 2.9$ см) учет отражения электронов от анода практически не влияет на вид ФРЭЭ. В области анодного слоя учет этого эффекта приводит к незначительному подъему ФРЭЭ в области низких энергий (см. рис. 4б и 4в).

Исследование зависимости расчетных ФРЭЭ от вида энергетического спектра источника электронов выполнено для варианта, в котором учитывается анодное падение потенциала ($\Delta_a = -12$ В) и отражение электронов от анода ($\xi = 0.36$). Для примера на рис. 5 показаны ФРЭЭ, рассчитанные на расстоянии 2 см от катода с использованием источников с различными энергетическими спектрами. Как видно из рис. 5, чем шире энергетический спектр источника, тем дальше по оси энергии протягивается “хвост” ФРЭЭ. Если сравнивать ФРЭЭ, рассчитанные с источниками II и III, то они отличаются в основном при $u > 25$ эВ, а при $u < 25$ эВ очень близки. Причем при $u < 25$ эВ обе эти функции заметно отличаются от $f_0(u)$, рассчитанной с источником I. В частности, они не так сильно обеднены медленными электронами. По-видимому, это связано с тем, что в случае источников II и III имеется значительное число электронов с энергиями, несколько превышающими энергию возбуждения нижнего метастабильного уровня атомов He (19.8 эВ). При неупругих соударениях с атомами такие электроны теряют энергию равную энергии возбуждения соответствующего электронного уровня и “переходят” в область малых энергий.

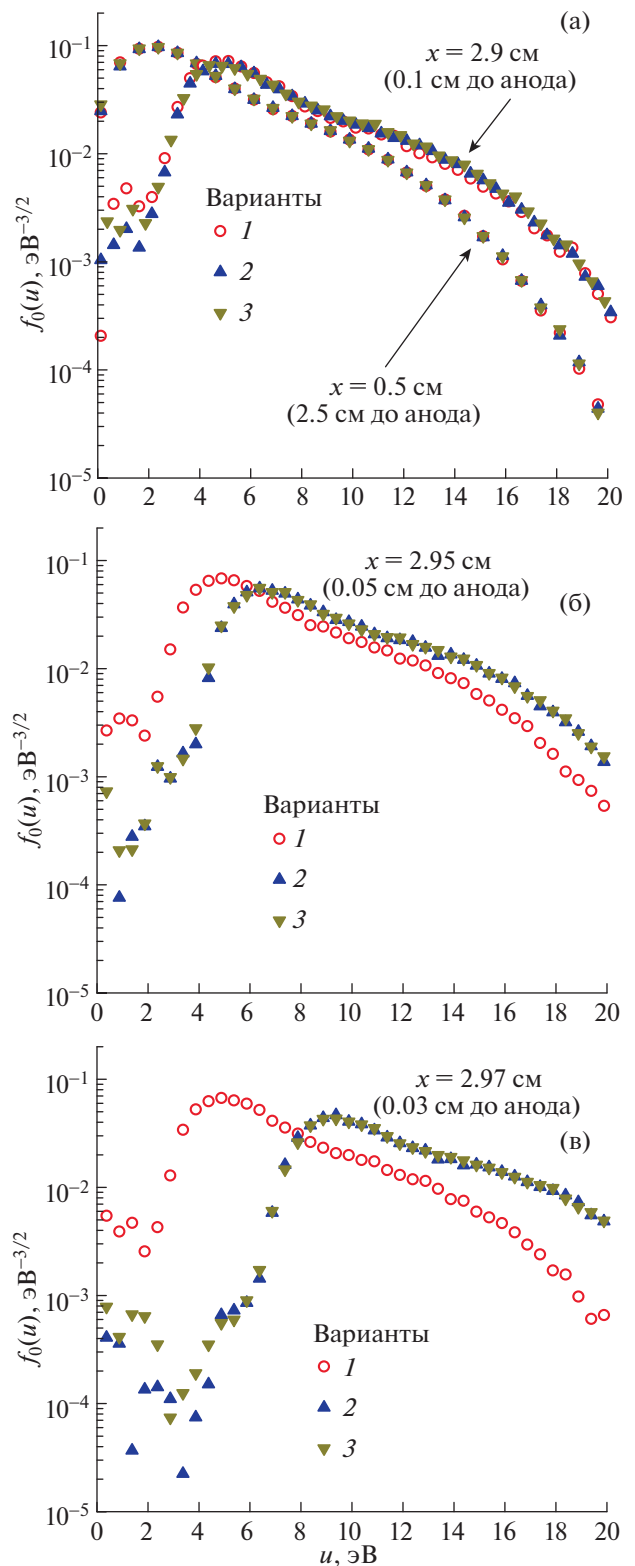


Рис. 4. ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от катода. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, источник электронов вида I. (а) – $x = 2.9$ см (0.1 см до анода), (б) – $x = 2.95$ см (0.05 см до анода), (в) – $x = 2.97$ см (0.03 см до анода). (1) анодное падение потенциала не учитывается ($\Delta_a = 0$), электроны поглощаются анодом (коэффициент отражения $\xi = 0$); (2) $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0$; (3) $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

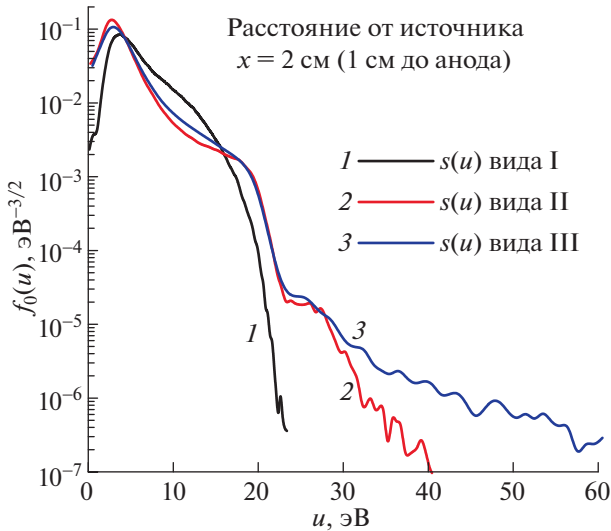


Рис. 5. ФРЭЭ, рассчитанные на расстоянии 2 см от катода с использованием источников электронов с различными энергетическими спектрами. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

На рис. 6а–в представлены ФРЭЭ, рассчитанные на различных расстояниях от анода с использованием источников электронов с различными энергетическими спектрами. Для удобства сравнения все графики построены в одном и том же диапазоне энергий (до 30 эВ). На рис. 6а–в показаны также функции распределения, измеренные в работе [10]. В этой работе измерения проводились в диапазоне расстояний от катода 0.3 см – 2.7 см. На рисунках показаны ФРЭЭ, измеренные в двух крайних точках: $x = 0.3$ см и $x = 2.7$ см.

Как видно из рис. 6, характерной особенностью измеренных функций распределения является то, что все они имеют максимум при одной и той же энергии $u \approx 3$ эВ. А в расчетах с увеличением расстояния от катода максимум функции распределения смещается в область больших энергий. По степени обеднения низкоэнергетичными электронами (относительно максимума $f_0(u)$) с измеренными функциями распределения лучше согласуются ФРЭЭ, рассчитанные с источником $s(u)$ вида I (рис. 6а). А в области энергий $u > 5$ эВ лучшее согласие по форме функции распределения наблюдается в расчетах с источниками вида II и III (рис. 6б и 6в). Таким образом, форма рассчитанных ФРЭЭ в определенной степени зависит от вида используемого энергетического спектра источника электронов. В то же время во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ – значительное обеднение низкоэнергетичной части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Это позволяет предполагать, что

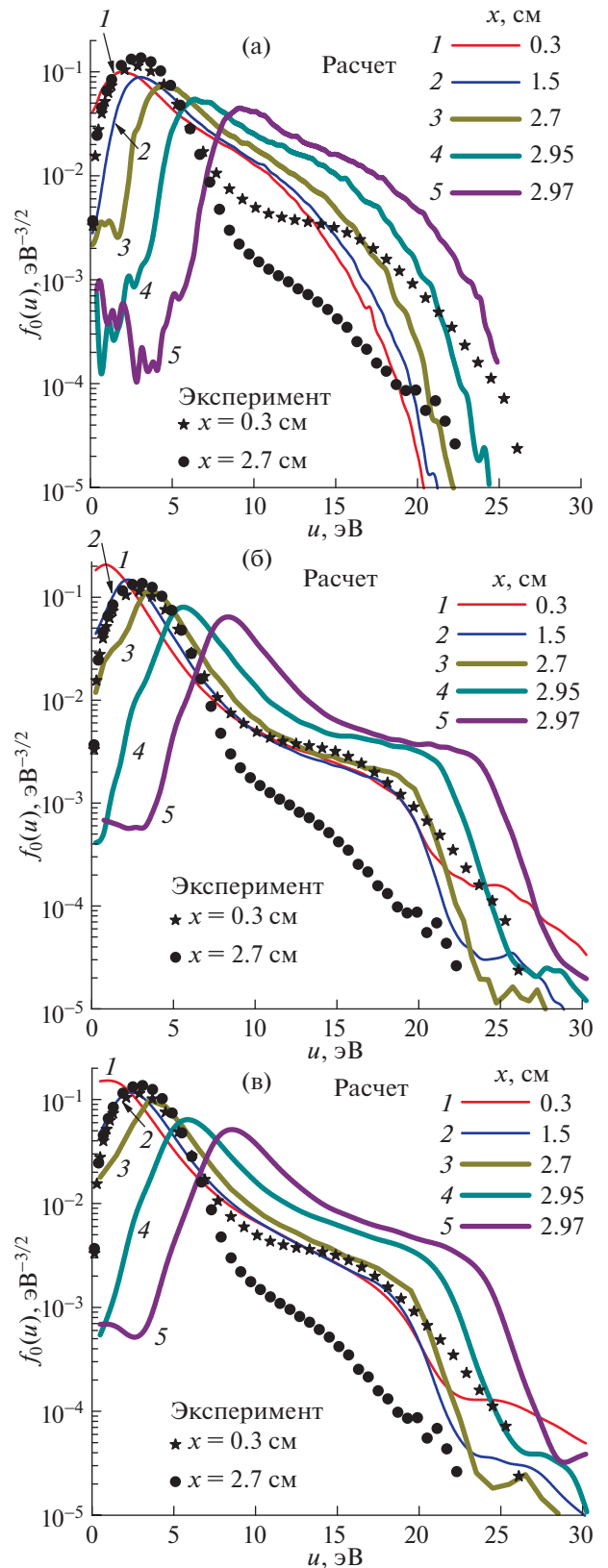


Рис. 6. Линии – ФРЭЭ, рассчитанные на разных расстояниях от катода. Символы – функции распределения, измеренные в работе [10]. а) – расчет с $s(u)$ вида I, б) – с $s(u)$ вида II, в) – с $s(u)$ вида III. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В, $\xi = 0.36$.

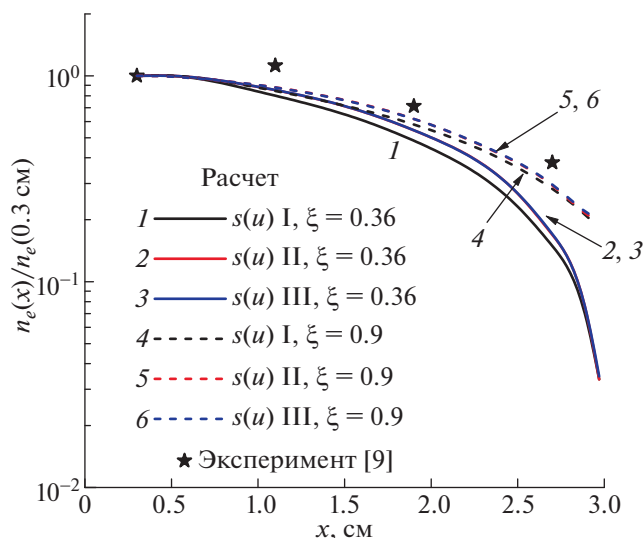


Рис. 7. Пространственный профиль концентрации электронов в промежутке катод–анод. Сплошные линии – расчет с использованием различных энергетических спектров источника электронов для двух значений коэффициента отражения электронов от анода: $\xi = 0.36$ (сплошные линии) и $\xi = 0.9$ (пунктирные линии). Символы – экспериментальные данные [9]. Гелий, $P = 0.75$ Торр, $T = 340$ К, $E = 1.3$ В/см, $\Delta_a = -12$ В.

именно вследствие этого эффекта измеренные ФРЭЭ обеднены низкоэнергетичными электронами.

В работе [9] были выполнены измерения концентрации электронов $n_e(x)$ в промежутке катод–анод, в частности, для условий, аналогичных условиям в работе [10]. Измерения были выполнены в диапазоне расстояний от катода 0.3–2.7 см. Мы провели расчеты пространственного профиля концентрации электронов для рассматриваемых условий с использованием различных видов энергетического спектра источника электронов. Расчеты были выполнены с учетом анодного падения потенциала ($\Delta_a = -12$ В) и отражения электронов от анода ($\xi = 0.36$). Для удобства сравнения с экспериментальными данными рассчитанные относительные значения $n_e(x)$ нормировались на значение в точке $x = 0.3$ см. Результаты расчетов показаны на рис. 7 сплошными линиями, а экспериментальные данные – символами. Как видно из этого рисунка, расчетный пространственный профиль концентрации электронов незначительно изменяется при изменении вида источника электронов. При этом в промежутке $1 \text{ см} < x < 2.7 \text{ см}$ рассчитанный профиль достаточно хорошо согласуется с измеренным. Для сравнения были проведены также расчеты, в которых коэффициент отражения был равен 0.9.

Результаты этих расчетов показаны на рис. 7 пунктирными линиями. В этом случае расчетный и измеренный пространственные профили концентрации электронов согласуются еще лучше. Заметим, однако, что столь высокие коэффициенты отражения ($\xi = 0.9$), согласно данным для различных металлов и полупроводников, приведенным в [19], представляются завышенными. В целом, исходя из сравнения экспериментальных и расчетных пространственных профилей $n_e(x)$, можно заключить, что в разряде с полым катодом [9] уменьшение концентрации электронов в промежутке катод–анод длиной 3 см обусловлено эффектом поглощения электронов анодом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования методом Монте Карло исследованы параметры плазмы в промежутке катод–анод в разряде с полым катодом для условий экспериментов [9, 10]. Рассчитаны ФРЭЭ в различных точках в промежутке катод–анод и пространственный профиль концентрации электронов. Выполнено сравнение полученных в расчетах величин с экспериментальными данными [9, 10]. Расчеты выполнены как без учета, так и с учетом анодного падения потенциала и эффекта отражения электронов от анода. Показано, что анодный слой и отражение электронов от анода влияют на вид ФРЭЭ только вблизи анода: на расстояниях порядка и меньше ширины анодного слоя. Исследована также зависимость вида ФРЭЭ от используемого в расчетах энергетического спектра источника электронов. Показано, что форма функции распределения в некоторой степени зависит от вида энергетического спектра источника, но во всех вариантах расчетов сохраняется основная особенность ФРЭЭ – значительное обеднение низкоэнергетичной части функции распределения, обусловленное эффектом поглощения электронов анодом. Такая же особенность наблюдается и в измеренных функциях распределения [10], т.е. расчетные ФРЭЭ в этой области энергий качественно согласуются с измеренными.

Согласно расчетам, концентрация электронов в промежутке катод–анод монотонно уменьшается, начиная непосредственно от катода, вследствие поглощения электронов анодом. Расчеты показали также, что пространственный профиль концентрации электронов слабо зависит от используемого энергетического спектра источника электронов. При этом рассчитанный профиль достаточно хорошо согласуется с измеренным в работе [9]. Исходя из этого, можно предположить, что в условиях экспериментов [9] уменьшение концентрации электронов в промежутке катод–анод также обусловлено эффектом поглощения электронов анодом.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 278.
2. Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 44.
3. Голубовский Ю.Б., Аль-Хават Ш.Х., Цендин Л.Д. 1987. Т. 57. С. 1285.
4. Porokhova I.A., Golubovskii Y.B., Wilke C., Dinklage A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 3025.
5. Petrova Ts., Petrov G.M. // Physica Scripta. 2000. V. 61. P. 102.
6. Arndt S., Uhrlandt D., Winkler R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 1982.
7. Loffhagen D., Sigeneger F., Winkler R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 1768.
8. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. 095004.
9. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. // Plasma Chem. Plasma Process. 2021. V. 41. P. 659.
10. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. 105016.
11. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
12. Otte M. Experimentelle Untersuchungen der Elektronenkinetik schwach ionisierter stoßbestimmter Plasmen unter räumlich inhomogenen Bedingungen. PhD Thesis. E.-M.-Arndt-Universität Greifswald, Germany, 2000.
13. Herlt H.J., Feder R., Meister G., Bauer E.G. // Solid State Communications 1981. V. 38. P. 973.
14. Sigeneger F., Dyatko N.A., Winkler R. // Plasma Chem. Plasma Process. 2003. V. 23. P. 103.
15. Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1972. V. 5. P. 1010.
16. Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1035.
17. Dyatko N.A., Kochetov I.V. and Ochkin V.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. 125007.
18. Dyatko N.A., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sukharev A.G. EEDF: the software package for calculations of the electron energy distribution function in gas mixtures <https://fr.lxcat.net/download/EEDF>
19. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1982.