04;12

БАЛАНС КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Р.Р.Арсланбеков, А.А.Кудрявцев, И.А.Мовчан

Проанализировано формирование функции распределения электронов (ФРЭ) в цилиндрическом полом катоде в области энергий до порога неупругих процессов. Показано, что диффузия электронов в аксиальном направлении может существенно влиять на вид ФРЭ и величину запирающего электроны скачка потенциала вблизи торцов. Проанализированы балансы концентрации и температуры электронов в плазме отрицательного свечения полого катода и проведено сопоставление с экспериментом.

1. В работе [1] проанализировано формирование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в цилиндрическом полом катоде в области энергий до порога неупругих процессов $\varepsilon < \varepsilon_1$. Показано, что она представляет собой максвелловское распределение в тепловой области энергий и "ступеньку", определяемую источниками быстрых электронов. Концентрацию n_e и температуру T_e максвелловских электронов необходимо находить из соответствующих уравнений баланса. Предложенная ранее в [2] система уравнений для определения n_e и T_e имеет ограниченную область применимости. В частности, используемое в [2] уравнение баланса энергий всех электронов слабо зависит от T_e поскольку главную роль в нем играют потери энергии быстрых электронов с $\varepsilon > \varepsilon_1$ при неупругих столкновениях. Поэтому для определения T_e необходимо рассматривать баланс энергий только максвелловских электронов.

В [1] было показано, что типичными являются условия, когда длина энергетической релаксации электронов с $\varepsilon < \varepsilon_1$

$$\lambda_\varepsilon = \frac{\lambda}{\sqrt{\delta}} \frac{1}{\sqrt{1 + \nu_e/\delta\nu_a}} > R/2, \tag{1}$$

где λ — длина свободного пробега, $\delta = 2m/M$, ν_e и ν_a — частоты межэлектронных и упругих электрон-атомных столкновений, R — радиус полого катода.

Например, для гелия при $\nu_e > \delta\nu_a$ $\lambda_\varepsilon \approx 1.5\sqrt{\varepsilon}/p$ см, где давление p выражено в Тор, а энергия ε в эВ, и для типичных $R = 1$ см условие (1) при $\varepsilon > 3$ эВ выполняется вплоть до давления $p = 6$ Тор. В данных условиях ФРЭ не зависит от r и ее аргументом является полная энергия $\varepsilon = w + e\phi(r)$, где w — кинетическая энергия и $e\phi(r)$ — профиль радиального потенциала. Тогда при нахождении ФРЭ кинетическое уравнение можно усреднить по сечению, доступному для электрона с энергией ε [3]. При этом быстрая часть ФРЭ при $\varepsilon < \varepsilon_1$ будет зависеть от интегральной по объему скорости ионизации [1], которая может быть рассчитана с использованием соответствующей усредненной ФРЭ при $\varepsilon > \varepsilon_1$ [4,5] или определена по току разряда (см. ниже (9)). В [1], исходя из условий $L \gg R$, пренебрегалось продольной неоднородностью ФРЭ по сравнению с поперечной. Однако если по радиальной координате электроны заперты и отражаются от катодного скачка потенциала, то в аксиальном направлении они могут выходить через торцы цилиндра. Поэтому выражения для ФРЭ, полученные в [1], справедливы при $\lambda_\varepsilon < L/2$, т.е. для давлений $p \geqslant 1$ Тор при типичных $L = 5 - 10$ см. В противном случае низких давлений или коротких катодов характер формирования ФРЭ будет зависеть от ухода через торцы полого катода, что в [1] не рассматривалось.

В данной работе продолжены исследования работы [1]. Показано, что кроме режима, рассмотренного в [1], в определенном диапазоне условий основную роль в формировании ФРЭ может играть их диффузионный уход в аксиальном направлении. Проанализирован баланс концентрации и температуры электронов в плазме отрицательного свечения цилиндрического полого катода.

2. Как и в [1], будем предполагать, что полый катод представляет собой металлический цилиндр радиусом R и длиной $2L$, причем $R < L$. Анод произвольной формы расположен вне зоны отрицательного свечения таким образом, что между ним и катодом отсутствует свечение.

Обратимся к балансу концентрации заряженных частиц. В атомарных газах для рассматриваемых здесь сравнительно низких давлений $p \leqslant 10$ Тор характерное время амбиполярной диффузии $\tau_{da} < (k_c p^2)^{-1}$ — времени конверсии атомарных ионов в молекулярные. Поэтому ионный состав плазмы определяется атомарными ионами. Для них можно также пренебречь рекомбинационной гибелью в объеме по сравнению с диффузией на стенки $\alpha n_e^2 \tau_{da} < 1$. Для скорости ступенчатой ионизации оценкой сверху является приближение “мгновенной” ионизации, когда она равна скорости возбуждения Q^*. Поскольку, согласно расчетам (см., например, [4,5]), скорость ионизации быстрыми электронами с $\varepsilon > \varepsilon_1 Q^+$ превышает скорость возбуждения Q^*, то в балансе заряженных частиц ступенчатой ионизацией можно пренебречь.

С учетом сказанного в квазинейтральной плазме ($n_e = n_i = n$) уравнение баланса для концентрации заряженных частиц при их диффузионной гибели можно записать в виде

$$D_a \Delta n + Q^+(r, x) = 0, \tag{2}$$

где $D_a = D_i + D_e b_i / b_e$ — коэффициент амбиполярной диффузии.

Обычно концентрация и средняя энергия электронов совпадают с соответствующими для максвелловской ФРЭ и $D_e/b_e = T_e$; $Q^+(r, x)$ — скорость ионизации в единице объема газа (ось x направлена вдоль оси цилиндра с центром в его середине).

Для нахождения пространственного профиля скорости ионизации, входящего в (2), необходимо знать соответствующую ФРЭ при $\varepsilon > \varepsilon_1$. Вместе с тем известно, что при диффузионной гибели заряженных частиц их пространственное распределение слабо зависит от профиля источников ионизации. В этом нетрудно убедиться, задавая в (2) модельное распределение $Q^+(r)$. Учитывая также, что эксперименты по измерению интенсивности линий и расчеты свидетельствуют об однородности $Q^+(r, x)$ в широком диапазоне условий, достаточную точность можно получить, считая скорость ионизации постоянной по объему, т.е. приняв ее в виде

$$Q_0^+ = 2\pi \int\int Q^+(r, x) r dr dx / V, \tag{3}$$

где $V = \pi R^2 2L$ — объем полого катода.

Учитывая малость концентраций заряженных частиц на границах полого катода, можно принять в (2) нулевые граничные условия, пренебрегая при этом толщиной слоя катодного падения потенциала.

Как видно из (2), время жизни ионов определяет поперечный диффузионный масштаб $R < L$, так что ток ионов на торцы составляет малую часть ($\sim (R/L)^2 \ll 1$) от их тока на боковую поверхность катода. Учитывая перечисленные обстоятельства, приближенное решение (2), дающее правильную асимптотику при $L \to \infty$, можно представить в виде

$$n(r, x) = n_0(1 - (r/R)^2)(1 - (x/L)^2), \tag{4}$$

где

$$n_0 = \frac{Q^+ R^2}{4D_a}(1 + (R/L)^2)^{-1} = Q^+ \tau_{da}, \tag{5}$$

τ_{da} — время амбиполярной диффузии.

Поскольку $R < L$, то вторым слагаемым в (5) можно пренебречь. В свою очередь из (4) следует, что профиль потенциала $\phi(r, x)$ можно представить в виде суммы радиального $\phi_r(r)$ и продольного $\phi_x(x)$ потенциалов

$$e\phi_r(r) = -T_e Ln(1 - (r/R)^2),$$

$$e\phi_x(x) = -T_e Ln(1 - (x/L)^2). \tag{6}$$

Отличия от распределения (4), (6) возникают лишь на малых $\sim R^2/L < R < \lambda_\varepsilon$ расстояниях вблизи торцов, что подтверждает более строгое решение (2) с $Q^+(r, x) = Q_0^+$

$$n(r, x) = \frac{Q_0^+ R^2}{4D_a}(1 - (r/R)^2) - Q_0^+ \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{df}^k J_0\left(\mu_k \frac{r}{R}\right) \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\mu_k x}{R}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{\mu_k L}{R}\right)}, \tag{7}$$

где $\tau_{df}^k = \alpha_k R^2/\mu_k^2 D_a$, $\alpha_k = \int_0^1 J_0(\mu_k x) x dx$, μ_k — корни функции Бесселя $J_0(x)$.

Ток в цепи J равен полному току ионов на боковую поверхность катода

$$J = J_{ir} = e2\pi R2LD_a \frac{\partial n}{\partial r}\bigg|_R = e8\pi LD_a n_0, \tag{8}$$

что позволяет легко рассчитать величину n_0. Как видно из (8), концентрация заряженных частиц определяется лишь током разряда и длиной катода. По току в цепи легко рассчитывается и величина Q_0^+, поскольку, как видно из (2) [2],

$$J = eQ_0^+ V. \tag{9}$$

Поскольку ток электронов на катод равен нулю, то через торцы цилиндра на анод выходит ток электронов $2J_{ex}$, равный току в цепи. В аксиальном направлении электроны тормозятся в амбиполярном поле (6) с перепадом потенциала в плазме $e\phi_a \sim T_e$. Это связано с тем, что для реальных соотношений между L и R диффузионная составляющая электронного тока $2\pi R^2 D_e \nabla_x n > J_{ir} = 4\pi RLD_a \nabla_r n$. При этом для выравнивания токов $J_{ir} = 2J_{er}$ на торцах катода возникает отрицательный скачок потенциала $e\phi_h$, так что полный перепад аксиального потенциала между центром катода и торцом $e\phi_x(L) = e\phi_a + e\phi_h$. Величина $e\phi_x(L)$ определяется характером изменения ФРЭ в аксиальном направлении. Режим формирования последней в свою очередь зависит от величины $e\phi_x(L)$, поскольку уходить могут только электроны с полной энергией $\varepsilon = w + e\phi_x(x) > e\phi_x(L)$, в то время как с $\varepsilon < e\phi_x(L)$ заперты внутри полого катода. Поэтому величина $e\phi_x(L)$ и вид ФРЭ могут быть найдены из решения самосогласованной задачи. В обратном случае длинных катодов ($(L/R)^2 > D_e/D_a$) в аксиальном направлении должно возникнуть ускоряющее электроны поле.

3. В радиальном направлении все электроны заперты внутри полого катода и в силу условия $\lambda_\varepsilon > R/2$ их движение происходит с сохранением полной энергии ε [3–5]. Переходя к переменным x, $\varepsilon = w + e\phi_x(x) + e\phi_r(r)$ и усредняя кинетическое уравнение по радиальным пролетам (подробнее см. [1]), получим, что член с поперечной диффузией обратится в нуль. В итоге кинетическое уравнение для изотропной части ФРЭ $f(\varepsilon, x)$ будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(D_r v \frac{\partial}{\partial x} f\right) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(D_\varepsilon \frac{\partial}{\partial \varepsilon} f + V_\varepsilon f\right) + Q_0^+ R^+(\varepsilon) = 0, \tag{10}$$

где $D_r = v\lambda/3$ — коэффициент свободной диффузии электронов, $D_\varepsilon = D_a + D_e$, $V_\varepsilon = V_a + V_e$ — соответственно усредненные по сечению трубки коэффициенты диффузии и динамического трения в пространстве энергий за счет электрон-атомных и межэлектронных столкновений.

В свою очередь [1]

$$V_a = \varepsilon^{3/2}\delta\nu_a, \quad D_a = T_a V_\varepsilon,$$

$$V_\varepsilon = \varepsilon^{3/2}\bar{\nu}_e, \quad D_\varepsilon = T_e V_\varepsilon \tag{11}$$

и $R^+(\varepsilon)$ — энергетическая плотность появления электронов в области $\varepsilon < \varepsilon_1$ за счет ионизации и возбуждения нормальных атомов электронами с энергией $\varepsilon \geqslant \varepsilon_1$, для которой в [1] предложена следующая аппроксимация:

$$R^+(\varepsilon) = 2\varepsilon_1/(\varepsilon + \varepsilon_1)^2. \tag{12}$$

Интенсивность источников равна Q_0^+ и легко выражается через ток разряда по соотношению (9). Поскольку перепад амбиполярного потенциала, составляющего величину $\sim T_e$, мал, то при усреднении коэффициентов уравнения (10) пренебрежено отличиями кинетической энергии от полной. Для упрощения записи в (10) опущены источники образования быстрых электронов за счет пеннинговской ионизации и ударов II рода. Поскольку они входят в уравнение (10) равноправно, то решение будет суммой с соответствующей заменой источника образования быстрых электронов (подробнее см. [1]).

Уравнение (10) является неоднородным с источником $Q^+R^+(\varepsilon)$. Его решение можно представить в виде суммы

$$f = f_s + f_F, \tag{13}$$

где f_s — ФРЭ электронов основной группы, полученная без учета источников, и f_F — ФРЭ быстрых электронов (решение неоднородного уравнения).

Вид решения существенно зависит от соотношения между λ_ε и L. Если $\lambda_\varepsilon \ll L$, то искажения ФРЭ за счет ухода электронов из объема плазмы будут существенны лишь на расстояниях $\sim \lambda_\varepsilon$ от торцов цилиндра. В этом случае для нахождения ФРЭ внутри полого катода первым членом в (10), описывающим диффузию, можно пренебречь. Физически это значит, что возникающие в энергетическом интервале $(0, \varepsilon_1)$ электроны за время релаксации по энергиям на упругих и электрон-атомных столкновениях смещаются по x на малую величину λ_ε. В этом случае различия между запертыми с энергией $\varepsilon \leqslant e\phi_x(L)$ и пролетными с $\varepsilon \geqslant e\phi_x(L)$ электронами сказываются лишь на малых расстояниях от торцов цилиндра. Для этих условий $(\lambda_\varepsilon < L)$ решение уравнения (10) можно представить в виде [1]

$$f = C_n \exp\left(-\int \frac{d\varepsilon}{T(\varepsilon)}\right) + \frac{Q^+}{V_\varepsilon}\int_\varepsilon^{\varepsilon_1} R^+(\varepsilon)d\varepsilon + f(\varepsilon_1), \tag{14}$$

где C_n — нормировочная константа, $T(\varepsilon) = D_\varepsilon/V_\varepsilon$ — характеристическая температура электронов с энергией ε.

В тепловой области энергий $\varepsilon \sim T_e$, где $\bar{\nu}_e > \delta\nu_a$ $T(\varepsilon) = T_e$ и ФРЭ электронов основной группы f_s является максвелловской. Для аппроксимации $R^+(\varepsilon)$ в виде (12) второй член в (14) запишется

$$f_F = \frac{Q_0^+}{V_\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + \varepsilon}\right). \tag{15}$$

При $\lambda_\varepsilon \ll L/2$ в первом члене в (10), описывающем диффузию электронов на торцы цилиндра, $\partial f/\partial x$ можно заменить на конечную разность $\partial f/\partial x \approx f(L - \lambda_\varepsilon)/\lambda_\varepsilon$, а в качестве $f(x)$ использовать невозмущенную

ФРЭ (14) [6,7]. В итоге ток электронов, выходящий через торцы, можно рассчитать по формуле [6,7]

$$J_{ex} = \frac{16\pi^2 eR^2}{3m^2} \int\limits_{e\phi_x(L)}^{\varepsilon_1} \frac{\lambda}{\lambda_\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon, \tag{16}$$

где $f(\varepsilon) = f_s + f_F$ выражается по (14).

Приравнивая J_{ex} току ионов J_{ir} (8) или току в цепи (9), можно рассчитать величину запирающего электроны перепада потенциала между центром цилиндра и его торцами $\phi_x(L)$, составляющую величину несколько T_e.

В другом предельном случае $\lambda_\varepsilon > L/2$ быстрые электроны с энергией $\varepsilon_1 > \varepsilon > e\phi_x(L)$ уходят в аксиальном направлении, не успев прорелаксировать по энергиям, и в уравнении (10) можно пренебречь вторым членом. Используя для этих электронов нулевые граничные условия на торцах $f_F(\varepsilon > e\phi_x(L), \pm L) = 0$, в итоге из (10) получим

$$\lambda_\varepsilon > L/2, \quad e\phi_x(L) < \varepsilon < \varepsilon_1, \quad f_F(\varepsilon, x) = Q_0^+ R^+(\varepsilon) \frac{L^2}{4D_r}(1 - (x/L)^2). \tag{17}$$

Для нахождения ФРЭ электронов с энергией $\varepsilon > e\phi_x(L)$ при произвольном соотношении λ_ε и $L/2$ решение (10) можно находить методом Фурье, т.е. представить $f_F(\varepsilon, x)$ в виде

$$\varepsilon > e\phi_x(L), \quad f_F(\varepsilon, x) = \sum_k f_k(\varepsilon) \cos \frac{k\pi x}{2L}. \tag{18}$$

В уравнении для гармоник $f_k(\varepsilon)$, как и выше, можно пренебречь членом с $D_\varepsilon \partial f_k / \partial \varepsilon$, поскольку электроны с энергией $\varepsilon > e\phi_x(L) \gg T_e$ при релаксации по энергиям в основном тормозятся. В итоге для f_k из (10) имеем

$$f_{2k-1}(\varepsilon) = \frac{4Q_0^+}{\pi V_\varepsilon (2k-1)} \int_\varepsilon^{\varepsilon_1} \exp\left(-\left(\frac{\lambda_\varepsilon (2k-1)\pi}{2L}\right)^2 \frac{\varepsilon' - \varepsilon}{\varepsilon}\right) R^+(\varepsilon') d\varepsilon'. \tag{19}$$

Из (18),(19) следуют рассмотренные выше предельные случаи.

Электроны с энергией $\varepsilon < e\phi_x(L)$ заперты в объеме полого катода, так что для них граничное условие имеет вид

$$\partial f / \partial x = 0 \quad \text{при} \quad x = x^*(\varepsilon), \tag{20}$$

где координата $x^*(\varepsilon)$, доступная для электрона в аксиальном направлении, определяется из условия $e\phi_x(x^*) = \varepsilon$.

В этом случае ситуация аналогична движению электрона в радиальном направлении, для решения кинетического уравнения (10) при $\varepsilon < e\phi_x(L)$ его необходимо проинтегрировать по x от 0 до x^*. В итоге член с диффузией обратится в нуль и уравнение (10) будет аналогично рассмотренному выше для $\lambda_\varepsilon \ll L$ (подробнее см. [1]).

При этом необходимо учесть, что полученное таким образом уравнение теряет смысл при энергиях $\varepsilon \geqslant e\phi_x(L) - T_e$, поскольку за время движения в аксиальном направлении электрон может продиффундировать по энергиям в область $\varepsilon \geqslant e\phi_x(L)$ и уйти на торцы цилиндра. Поскольку энергетическая длина, где сказывается искажение ФРЭ, мала $\Delta\varepsilon \sim T_e(\lambda_\varepsilon/L)^2 < T_e$, то член с уходом можно задать в виде δ-образного стока при $\varepsilon = e\phi_x(L)$ с интенсивностью, равной интегральной скорости поступления электронов в интервал энергий $(0, e\phi_x(L))Q_0^+ \int_0^{e\phi_x(L)} R^+(d\varepsilon\varepsilon)$. Решение полученного уравнения в приближении "черной стенки" [3] при $\varepsilon = e\phi_x(L)$ можно представить в виде $(\lambda_\varepsilon > L/2, \varepsilon < e\phi_x(L))$

$$f(\varepsilon) = C_n \exp(-\varepsilon/T_e) - C_n \exp(-e\phi_x(L)/T_e) + \frac{Q_0^+}{V_\varepsilon} \int\limits_{\varepsilon}^{e\phi_x(L)} R^+(\varepsilon) d\varepsilon. \tag{21}$$

Величину перепада потенциала $e\phi_x(L)$ можно найти из интегрального баланса электронов с энергиями $0 < \varepsilon < e\phi_x(L)$

$$C_n \exp(-e\phi_x(L)/T_e) = \frac{Q_0^+}{V_\varepsilon} \int\limits_0^{e\phi_x(L)} R^+(\varepsilon') d\varepsilon' \Big|_{\varepsilon = e\phi_x(L)} \tag{22}$$

Соотношение (22) с учетом аппроксимации (12) и выражения (5) представим в удобном для расчетов виде

$$\exp(-e\phi_x(L)/T_e) e\phi_x(L)/T_e = \frac{\varepsilon_1}{T_e} \frac{\sqrt{\pi}}{\bar{\nu}_e(T_e)\tau_{da}}. \tag{23}$$

Расчеты по (23) для типичных условий показывают, что $e\phi_x(L)$ составляет величину $\lesssim 5T_e$. Для определения T_e обратимся к балансу энергии максвелловских электронов. Поскольку электронная теплопроводность выравнивает T_e на масштабах $\sim \lambda_\varepsilon$, то в силу условия $\lambda_\varepsilon > R/2$ T_e можно считать постоянной по сечению полого катода. Если при этом $\lambda_\varepsilon > L/2$, то T_e однородно во всем объеме. При $\lambda_\varepsilon < L/2$ имеет место локальный баланс T_e в аксиальном направлении. Однако поскольку интенсивность источников Q^+ и других параметров обычно однородна в продольном направлении, то далее можно считать T_e постоянной во всем объеме полого катода.

В итоге уравнение баланса максвелловских электронов можно представить в виде

$$H_Q^+ + H_{\Pi}^+ + H_{II}^+ = H_{el}^- + H_{in}^- + H_D^-, \tag{24}$$

где H_Q^+ — нагрев максвелловских электронов при их столкновениях с быстрыми (f_F); H_{Π}^+ и H_{II}^+ — нагревы при столкновениях с электронами, возникающими при пеннинговской ионизации и в результате ударов второго рода [8]; H_{el}^- и H_{in}^- — соответственно потери энергии при упругих и неупругих столкновениях; H_D^- — диффузионное остывание при уходе электронов через торцы цилиндра [6].

Таблица 1.

	I_p, мА			
	150		250	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
N_e, 10^{12} см$^{-3}$	5.0	3.5	8.2	7.0
T_e, эВ	0.26	0.30	0.26	0.30

Таблица 2.

	I_p, мА			
	150		250	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
N_e, 10^{13} см$^{-3}$	1.2	0.70	2.0	0.90
T_e, эВ	0.17	0.20	0.17	0.20

Поскольку этот уход происходит с характерным временем $\tau_{df} = L^2/4D_a$, то соответствующий член мал по сравнению с H_{el}^-. Обычно в полом катоде реализуются сравнительно низкие $T_e \leqslant 1$ эВ, так что можно также пренебречь неупругими потерями энергии максвелловских электронов H_{in}^- по сравнению с упругими.

Выражение для H_Q^+ имеет вид [8]

$$H_Q^+ = \varepsilon^{3/2}\bar{\nu}_e \int_0^{\varepsilon_1} f_F(\varepsilon)d\varepsilon. \tag{25}$$

В зависимости от условий в (24) следует подставить f_F в виде (15), (17) или (18). В итоге член с нагревом удобно представить в виде

$$H_Q^+ = Q_0^+\varepsilon_{ef}, \tag{26}$$

где ε_{ef} — энергия, вносимая быстрыми электронами в систему медленных.

При $\lambda_\varepsilon \ll L/2$ из (25),(15) имеем

$$\varepsilon_{ef1} = \int_0^{\varepsilon_1} \frac{\bar{\nu}_e}{\bar{\nu}_e + \delta\nu_a}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + \varepsilon}\right) d\varepsilon. \tag{27}$$

При $\lambda_\varepsilon \gg L/2$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{ef1} + \varepsilon_{ef2} = \int\limits_0^{e\phi_x(L)} \frac{\bar{\nu}_e}{\bar{\nu}_e + \delta\nu_a}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + \varepsilon}\right) d\varepsilon +$$

$$+\int\limits_{e\phi_x(L)}^{\varepsilon_1} \varepsilon\bar{\nu}_e\tau_{df}\frac{2\varepsilon_1}{(\varepsilon_1+\varepsilon)^2}d\varepsilon. \tag{28}$$

Таким образом, уравнение (24) дает возможность непосредственно рассчитывать температуру электронов T_e.

Для сравнения результатов расчета n_e и T_e с экспериментом использовались данные [9] для разряда с полым катодом $R = 1$ см, $L = 5$ см в гелии. Величина n_e определялась по ионному зондовому току насыщения, а T_e — по измеренной максвелловской части ФРЭ.

Экспериментальные данные и результаты расчетов для различных давлений и токов, представленные в табл. 1 ($p = 3$ Тор) и 2 ($p = 5$ Тор), обнаруживают неплохое согласие. Причины имеющихся расхождений могут быть связаны как с ошибками эксперимента, так и с отличиями реальных условий от идеализированных, принятых в модели. Например, в разряде может присутствовать газовая примесь, концентрация которой даже при хорошей предварительной откачке разрядного устройства (до 10^{-5} Тор) составляет около 10^{11} см$^{-3}$, т.е. сравнима с концентрацией метастабильных атомов. Участвуя в реакции пеннинговской ионизации с метастабильными атомами гелия, частицы примеси способны дополнительно повышать электронную концентрацию и температуру. Учет влияния этого процесса, однако, весьма затруднителен вследствие невозможности контролировать уровень примеси.

Таким образом, в работе проанализировано формирование ФРЭ в цилиндрическом полом катоде в области энергий до порога неупругих процессов. Показано, что диффузия электронов в аксиальном направлении может существенно влиять на вид ФРЭ и величину запирающего скачка потенциала вблизи торцов. Проанализирован баланс концентрации и температуры электронов в плазме отрицательного свечения полого катода и проведено сопоставление с экспериментом.

Список литературы

[1] *Арсланбеков Р.Р., Кудрявцев А.А., Мовчан И.А.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 4. С. 63–69.

[2] *Апостол И., Каган Ю.М., Лягущенко Р.И. и др.* // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1997–1999.

[3] *Цендин Л.Д., Голубовский Ю.Б.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1839–1851.

[4] *Каган Ю.М., Лягущенко Р.И., Хворостовский С.И. и др.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 9. С. 1834–1838.

[5] *Каган Ю.М., Лягущенко Р.И., Хворостовский С.И. и др.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 9. С. 1839–1846.

[6] *Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Торонов О.Г.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1920–1927.

[7] *Рожанский В.А., Цендин Л.Д.* Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 246 с.

[8] *Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 2. С. 339–347.

[9] *Минин В.С.* Канд. дис. Л., 1980.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию
7 февраля 1992 г.