

01; 04

© 1990 г.

## СИЛЬНОТОЧНЫЙ ДУГОВОЙ РАЗРЯД В ПОЛОМ КАТОДЕ С ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

Ф. Г. Бакиит, А. Б. Рыбаков

Теоретически рассматривается дуговой разряд в полном катоде (ПК) с водородной плазмой (без прокачки рабочего тела). Неравновесные приэлектродные области и равновесная плазма рассматриваются отдельно. Приведены результаты расчета неравновесного слоя ионизации. Рассчитаны вольт-амперные характеристики ПК и распределения параметров плазмы вдоль оси.

1. Дуговой разряд в водороде с полным катодом (ПК) из тугоплавкого металла впервые был описан в 1958 г. [1, 2]. В последние годы интерес к таким разрядам растет в связи с разработкой источников ионов для инжекторов быстрых частиц в экспериментах по УТС [3].

Настоящая работа посвящена теоретическому описанию сильнотоочной дуги в ПК с плотной водородной плазмой. Характерные значения параметров разряда следующие: давление внутри катодной полости  $p \leq 10$  Тор, напряжение, приложенное к полости,  $U$  порядка десятков вольт, диаметр ПК несколько миллиметров. При опи-

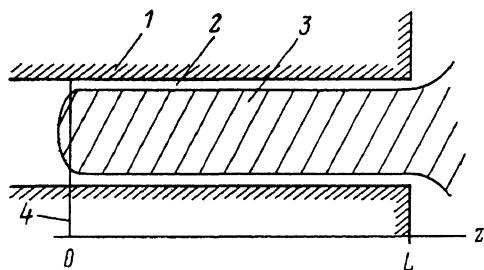


Рис. 1. Полный катод.

1 — стенка катода, 2 — неравновесные приэлектродные слои, 3 — равновесная плазма, 4 — граница рабочей области.

сании плазмы в полости используется методика, предложенная в [4]. Результаты расчетов по этой методике дуги в ПК с цезиевой плазмой хорошо согласуются с экспериментальными данными [5].

Будем рассматривать ПК простой геометрии, представляющей собой узкую цилиндрическую полость, открытую со стороны разрядного объема (рис. 1). Примыкающую к выходу часть полости, где электронная температура достаточно велика ( $T_e > 1$  эВ) и соответственно высока степень ионизации плазмы, будем называть рабочей областью ПК. Ее длина  $L$  зависит от напряжения, приложенного к полости.

Рабочая область ПК разбивается на две части, которые анализируются отдельно: неравновесные приэлектродные слои, толщина которых в плотной плазме мала, и столб квазиравновесной плазмы, занимающий большую часть объема.

2. Структура ионизационно-неравновесного приэлектродного слоя в плазме атомарных газов проанализирована в ряде работ (см. например, обзор [6]).

В плазме молекулярного газа структура приэлектродного слоя усложняется из-за процессов рекомбинации атомарных частиц в молекулы на поверхности электрода [7, 8]. Коэффициент поверхностной рекомбинации  $\gamma$  меняется в широких пределах в зависимости от температуры, материала и чистоты поверх-

ности электрода (обычно  $\gamma$  падает при увеличении температуры) (см., например, [9]). В области вблизи электрода (в слое диссоциации десорбирующихся с электрода молекул) процессы диссоциации преобладают над рекомбинацией и концентрация молекул больше равновесной. Заметим, что в интересующих нас условиях (в рабочей области ПК) молекулы водорода в равновесной плазме практически отсутствуют, а размеры слоев ионизации  $L_i$  и диссоциации  $L_d$  заметно превышают толщину слоя пространственного заряда  $L_L$ .

Постановка задачи о расчете структуры плоского приэлектродного слоя ионизации — диссоциации подробно описана в [7, 8], там же приведены результаты расчетов в узком интервале значений  $T_e$  вблизи 1 эВ. В настоящей работе были проведены расчеты приэлектродного слоя в широком диапазоне значений электронной температуры. Результаты расчетов для давления  $p=10$  Тор и температуры стенки катода (я тяжелой компоненты)  $T_k=0.2$  эВ представлены на рис. 2. Расчеты проводились для двух предельных случаев:  $\gamma=0$  (т. е. молекулы на стенке не образуются) и  $\gamma=1$  (т. е. все атомные частицы, упавшие на катод, покидают его в виде молекул). Поток молекул, образовавшихся на катоде, в плазму  $i_m$  представлен на рис. 2 в токовых единицах (т. е.  $j_m=qi_m$ ).

Видно, что в области низких электронных температур ( $T_e \approx 1.2$  эВ) полный

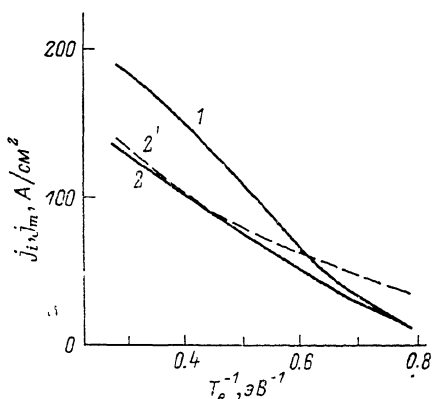


Рис. 2. Результаты расчета плоского приэлектродного слоя в водородной плазме для коэффициента поверхностной рекомбинации  $\gamma=0$  (1) и 1 (2).

1, 2 — ток ионов, 2' — поток молекул в токовых единицах;  $p=10$  Тор,  $T=T_k=0.2$  эВ.

ток  $j_i$  почти не зависит от наличия молекул, наоборот, в области высоких  $T_e$  величина полного тока существенно зависит от значения параметра  $\gamma$ . Для объяснения этого заметим, что на нижней границе рассматриваемого температурного интервала  $L_i$  заметно больше  $L_d$ , т. е. при переходе от  $\gamma=0$  к  $\gamma=1$  изменяется ход концентрации атомов (и ионов) лишь в малой части слоя ионизации. При больших  $T_e$ , наоборот,  $L_i$  заметно меньше  $L_d$ , поэтому переход от  $\gamma=0$  к  $\gamma=1$  полностью меняет ход концентрации нейтральной компоненты в слое ионизации и существенно сказывается на величине полного тока.

Использованная методика расчета предполагает наличие большого числа столкновений между всеми компонентами плазмы в слое ионизации — диссоциации, что соответствует заметному перепаду концентрации заряженных частиц в этом слое. Это условие ограничивает применимость результатов расчета областью  $T_e \leq 3$  эВ. Отметим, что при больших  $T_e$  характер зависимости  $j_i(T_e)$  изменится: когда длина ионизации станет меньше длины свободного пробега ионов, для полного тока будем иметь  $j_i \sim qn'_e \sqrt{kT_e/M}$  ( $n'_e$  — концентрация заряженных частиц в равновесной плазме на границе со слоем ионизации) и  $j_i$  будет падать при увеличении  $T_e$ .

В расчетах использовалась константа скорости диссоциации молекул  $H_2$   $K_d$ , полученная в [10]. Учет процессов диссоциативного прилипания, проведенный в [11], приводит к большим значениям  $K_d$  (особенно в области  $T_e \leq 1$  эВ). Но следует иметь в виду, что при расчете скорости ступенчатой диссоциации в [11] не учитывалось наличие атомов, что заметно завышает значение  $K_d$  применительно к условиям приэлектродного слоя в ПК.

3. Так как для получения больших токов наиболее интересны режимы, в которых ток снимается с большей внутренней поверхности полости, то ограничимся случаем, когда длина рабочей области  $L$  значительно превышает  $R$  (т. е. к полости приложено достаточно большое напряжение). Так как вне приэлектродных слоев  $(\partial\varphi/\partial r)/(\partial\varphi/\partial z) \sim R/L \ll 1$ , то радиальное изменение потенциала в равновесной плазме относительно мало. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что  $\varphi$  зависит лишь от осевой координаты  $z$ , т. е. все радиальное изменение

потенциала сосредоточено в приэлектродном слое пространственного заряда и отчасти в слое ионизации. На основании оценок энергетического баланса электронов можно заключить, что электронная температура  $T_e$  мало меняется по радиусу, поэтому в дальнейшем полагается, что  $T_e(r) = \text{const}$ .

В противоположность этому температура тяжелой компоненты  $T$  меняется по радиусу от значений, близких к  $T_e$  (несколько электрон-вольт), до температуры поверхности катода  $T_k$  (порядка десятых долей эВ). Оставляя в балансе энергии тяжелой компоненты лишь производные  $\partial T / \partial r$ , получаем

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \chi(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right] = Q_{ei} + Q_{ea} = Q_e \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad T(R) = T_k. \quad (2), (3)$$

Здесь  $Q_e$  — суммарная энергия, передаваемая электронами в единице объема ионам ( $Q_{ei}$ ) и атомам ( $Q_{ea}$ ),

$$Q_{ei} = \frac{3m}{M} \frac{n_e}{\tau_{ei}} k(T_e - T),$$

где  $\tau_{ei} = 3\sqrt{m} (kT_e)^{3/2} / 4\sqrt{2\pi} \Lambda q^4 n_e$  — время релаксации электронов на ионах [12, 13],

$$Q_{ea} = \frac{m}{M} N_a n_e \frac{T_e - T}{T_e} \langle m v^2 S_{ea}(v) \rangle,$$

где  $S_{ea}$  — транспортное сечение рассеяния электронов на атомах H [14].  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по максвелловскому распределению.

Теплопроводность тяжелой компоненты плазмы определялась следующим образом [15]:

$$\chi = \chi_i \left( 1 + \frac{\chi_i}{\chi_{ii}} \right)^{-1} + \chi_a \left( 1 + \frac{\chi_a}{\chi_{aa}} \right)^{-1},$$

где  $\chi_i$  — теплопроводность ионов в полностью ионизованной плазме [12],  $\chi_a$  — теплопроводность нейтрального атомарного водорода,  $\chi_{ia}$  и  $\chi_{ii}$  — теплопроводности ионов в атомах и атомов в ионах соответственно,  $\chi_{aa}$  — определялось из измеренных значений вязкости  $\eta$  [16] по соотношению  $\chi = 5/2 \eta c_p$ , где  $c_p = 3k/2M$  [17].

При решении уравнения (1) концентрации компонент плазмы  $N_a$  и  $n_i = n_e$  определялись из баланса давлений и условия ионизационного равновесия

$$\begin{aligned} N_a kT + n_i kT + n_e kT_e &= p, \\ N_a n_e S_i &= n_e n_i d_r, \end{aligned} \quad (4)$$

где коэффициенты ионизации  $S_i$  и рекомбинации  $\alpha_r$  зависят от  $n_e$ ,  $T_e$  и оптической толщины плазмы,  $S_i$  и  $\alpha_r$  рассчитывались в [18] для предельных случаев оптически прозрачной и полностью непрозрачной плазмы.

Мы пользовались результатами работы [19], где  $S_i$  и  $\alpha_r$  рассчитывались как функция оптической толщины в центре резонансной линии. Коэффициент поглощения в центре линии определялся по полному коэффициенту поглощения  $k = (\lambda^2/4)(g_l/g_k) A_{lk} N_k$  ( $A_{lk}$  — коэффициенты Эйнштейна,  $N_k$  — концентрация атомов на нижнем уровне) и рассчитанному контуру линии [20]. Оптическая толщина плазмы в точке  $r$  полагалась равной  $k(0)(R-r)$ .

Таким образом, в результате расчета определялись распределения по сечению полости  $n_e(r)$ ,  $T(r)$  и  $Q_e(r)$  при фиксированных значениях  $T_e$ . Эти распределения усреднялись по сечению и средние значения  $\bar{n}_e(T_e)$ ,  $\bar{T}(T_e)$  и  $\bar{Q}_e(T_e)$  подставлялись в одномерные уравнения (4)–(7) (см. ниже), описывающие электронную компоненту плазмы в ПК.

Некоторые результаты расчета теплового баланса тяжелой компоненты представлены на рис. 3. Рис. 3, б показывает, что в большей части сечения ПК  $T$  примерно постоянна, а резкое изменение имеет место лишь в области вблизи стенок. Изложенный выше подход корректен, если размер этой области  $L_T$  (слой

температурной релаксации) больше  $L_i$ , что имеет место в большей части рабочей области ПК.

В дальнейшем знаки усреднения над  $n_e$ ,  $T$ ,  $Q_e$  опускаются.

4. Электронная компонента частично пониженой водородной плазмы в рабочей области ПК описывалась следующими уравнениями. Закон Ома

$$j_z = \sigma \frac{d\varphi}{dz} - qD_e \frac{dn_e}{dz} - u_e n_e (1 + k_e) \frac{dkT_e}{dz}, \quad (5)$$

где  $j_z$  — плотность осевого тока;  $\sigma$  — проводимость плазмы;  $D_e$ ,  $u_e$ ,  $k_e$  — коэффициент диффузии, подвижность и термодиффузионное отношение электронов.

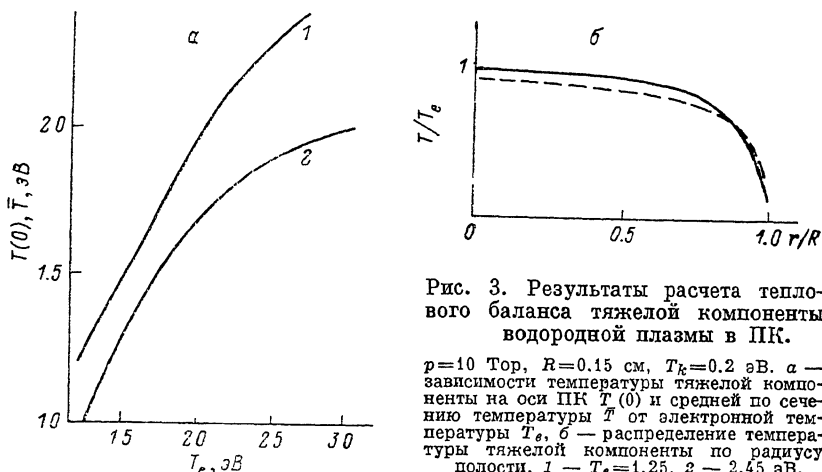


Рис. 3. Результаты расчета теплового баланса тяжелой компоненты водородной плазмы в ПК.

$p=10$  Тор,  $R=0.15$  см,  $T_k=0.2$  эВ.  $\alpha$  — зависимости температуры тяжелой компоненты на оси ПК  $T(0)$  и средней по сечению температуры  $\bar{T}$  от электронной температуры  $T_e$ .  $\beta$  — распределение температуры тяжелой компоненты по радиусу полости. 1 —  $T_e=1.25$ , 2 — 2.45 эВ.

За положительное направление тока принимается направление движения электронов. Потенциал  $\varphi$  отсчитывается от стенки катода.

Уравнение неразрывности тока

$$\frac{dj_z}{dz} = \frac{2}{R} j_r = \frac{2}{R} (j_s - j_{ek} + j_i), \quad (5a)$$

где  $j_s$  — плотность тока эмиссии,  $j_{ek}=1/4 qn_e \bar{v}_e \exp(-q\varphi/kT_e)$  — ток электронов из плазмы на катод,  $j_i$  — ионный ток из плазмы на катод,  $j_r$  — радиальный ток с катода в плазму.

Баланс энергии электронов

$$\frac{dq_e}{dz} = \frac{2\pi R}{q} \{2kT_e j_s - 2kT_e j_{ek} - j_i (E_i + q\varphi) - j_m E_d\} - \pi R^2 Q_e, \quad (6)$$

$$q_e = \frac{\pi R^2}{q} j_z \left[ \left( k_e + \frac{5}{2} \right) kT_e - q\varphi \right], \quad (7)$$

$q_e$  — поток энергии электронов,  $E_i$  — энергия ионизации атома H,  $E_d$  — энергия диссоциации молекулы  $H_2$ . В правой части (6) учтены потоки энергии, связанные с различными слагаемыми радиального тока, потери энергии на ионизацию атомов и диссоциацию молекул и отдача тепла тяжелой компоненте. В потоке энергии  $q_e$  опущен малый член, обусловленный теплопроводностью.

Граница рабочей области в глубине полости выделяется заданием граничного значения электронной температуры  $T_e^{(0)}$ . Это значение нужно задавать так, чтобы выполнялось условие  $L_i(T_e^{(0)}) < R$  (при численных расчетах  $T_e^{(0)}$  обычно выбиралось так, чтобы  $L_i(T_e^{(0)}) \approx 0.3R$ ). Так как  $L_i$  резко падает с ростом электронной температуры, то при выполнении указанного условия на границе для большей части рабочей области будем иметь  $L_i \ll R$ , что позволяет пользоваться результатами расчетов плоского приэлектродного слоя. В дальнейшем осевая координата  $z$  отсчитывается от границы рабочей области по направлению к выходу из полости. В качестве двух других граничных условий используются задания значений потенциала  $\varphi(0)$  и плотности осевого тока  $j_z(0)$  на границе.

Эти условия приближенно описывают наличие в области  $z < 0$  относительно слабоионизованной плазмы, поставляющей в рабочую область ток  $I_0 = \pi R^2 j_z(0)$  (о выборе  $\varphi(0)$  и  $j_z(0)$  см. в Приложении).

При такой постановке граничных условий выход из катодной полости ничем не выделен, т. е. мы пренебрегаем влиянием плазмы межэлектродного промежутка на плазму внутри полости. Это позволяет построить универсальные зависимости  $j_z(z)$ ,  $\varphi(z)$ ,  $T_e(z)$  и др., которые содержат распределения параметров плазмы для любых приложенных к полости напряжений  $U$ . Чтобы получить распределения параметров для конкретного значения  $U$ , надо (как и в [4]) оборвать эти зависимости в точке, где  $\varphi(z) = U$ .

Применимость системы уравнений (4)–(7) при больших токах ограничена эффектами, связанными с собственным магнитным полем тока. При больших  $z$

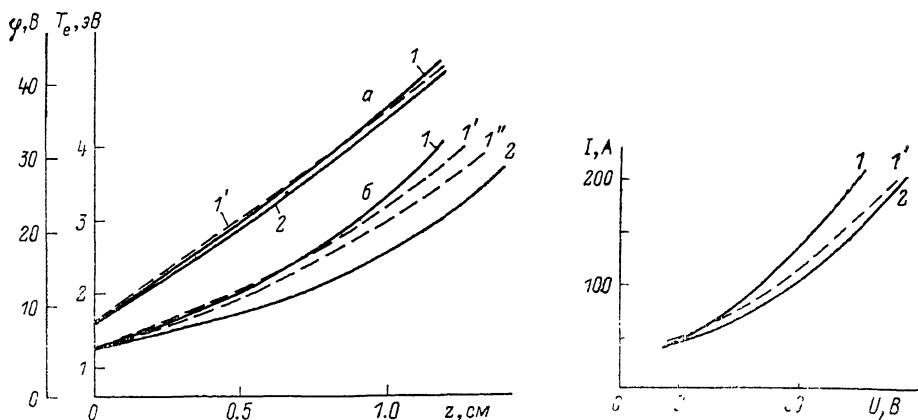


Рис. 4. Распределение потенциала плазмы (а) и электронной температуры (б) вдоль оси ПК.

а: 1, 1' —  $j_s = 30 \text{ A/cm}^2$  ( $1 - \gamma = 0$ ; 1' — 1); б: 1' —  $E_d = 4.48$ , 1'' — 8.8 эВ, 2 —  $j_s = 10 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 0$ .

Рис. 5. Вольт-амперные характеристики ПК.

1, 1' —  $j_s = 30 \text{ A/cm}^2$ , ( $1 - \gamma = 0$ , 1' — 1), 2 —  $j_s = 10 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 0$ .

решение обрывалось в точке, где нарушалось хотя бы одно из условий: 1) магнитное давление  $p_m = B^2/8\pi \ll p$ , 2)  $\omega_e \tau_e < 1$ . При выбранных параметрах расчета эти условия позволяют построить решения вплоть до значений потенциала  $\varphi \approx 40 \text{ В}$ . Отметим, что при таких больших падениях потенциала в приэлектродном слое вблизи выхода ПК электроны эмиссии уже не успевают максвеллизироваться на расстояниях  $\sim R$ . При этом они отдают энергию тепловым электронам не в том сечении  $z'$ , где они эмиттированы, а в области  $z \geq z'$ . Однако это обстоятельство в расчете не принималось во внимание, так как в этой области ПК ток эмиссии составляет малую часть радиального тока и энергия, вносимая в плазму электронами эмиссии,  $j_s \varphi$  мала по сравнению с джоулевым тепловыделением в плазме ПК.

Характерные значения токов эмиссии в дуговом ПК лежат в диапазоне от долей до  $20\text{--}30 \text{ A/cm}^2$  (верхняя граница соответствует, например, эмиссии  $W$  при  $T_k = 2700\text{--}2800 \text{ К}$  или эмиссии  $\text{LaB}_6$  при  $T_k = 2000 \text{ К}$ ). Сопоставление указанных значений с величиной ионных токов (рис. 2) приводит к выводу, что в токопереносе через границу плазма—катод в ПК преобладает ионный ток. Расчеты показали, что обратный электронный ток  $j_{ek}$  вносит заметный вклад в радиальный токоперенос лишь при малых  $z$ .

На рис. 4, 5 представлены результаты расчетов ПК с радиусом полости  $R = 0.15 \text{ см}$ , температурой стенки катода  $T_k = 0.2 \text{ эВ}$  и давлением водорода  $p = 10 \text{ Тор}$ . Коэффициент поверхностной рекомбинации  $\gamma$  и плотность тока эмиссии  $j_s$  рассматриваются как внешние параметры и варьируются в диапазонах  $j_s = 10\text{--}30 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 0\text{--}1$ .

Результаты, представленные на рис. 4 (кривые а), показывают, что изменения  $j_s$  и  $\gamma$  практически не сказываются на распределении потенциала плазмы

$\varphi(z)$ . Можно видеть, что градиент потенциала почти постоянен вдоль оси ПК, т. е. увеличение тока к выходу ПК определяется только ростом электронной температуры и соответствующим увеличением электропроводности. Отметим, что радиальное падение потенциала в основном сосредоточено в приэлектродном слое пространственного заряда, перепад потенциала в квазинейтральном слое ионизации составляет 4—5 В.

На рис. 4 представлены также распределения электронной температуры вдоль оси ПК для различных значений внешних параметров (кривые б). Видно, что уменьшение  $j_s$  в 3 раза приводит к более медленному нарастанию  $T_e$  при увеличении  $z$ . При больших  $z$  электронные температуры в режимах с разными  $j_s$  отличаются на 25—30%. К небольшому падению  $T_e$  в области больших  $z$  приводит также переход от  $\gamma=0$  к  $\gamma=1$ . Заметим, что используемую нами константу скорости диссоциации молекул  $H_2$  трудно сопоставить с определенной энергией диссоциации, можно лишь утверждать, что она примерно лежит в диапазоне от 4.48 до 8.8 эВ. Поэтому проводились расчеты с обоими указанными значениями. Результаты, как можно видеть, отличаются довольно мало.

Указанные эффекты уменьшения  $T_e$  приводят к уменьшению полного тока, а следовательно, и полного тока, снимаемого с ПК, т. е. к уменьшению наклона вольт-амперных характеристик (ВАХ) ПК, что иллюстрирует рис. 5.

Значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, расходуется на разогрев поверхности катода. В потоке энергии из плазмы на катод при малых  $T_e$  преобладает поток теплопроводности тяжелой компоненты, а при больших  $T_e$  — поток энергии ионов, ускоренных на прикатодном падении. Оценки показывают, что мощность, подводимая к катоду, не может быть отведена ни теплопроводностью по телу катода, ни излучением. Таким образом, катод должен работать либо в импульсном режиме с большой скважностью, либо с принудительным охлаждением.

Заметим, что подавляющая часть полной энергии, подводимой к ПК, вкладывается в плазму рабочей области. Так, например, в режиме с  $U=41$  В и полным снимаемым с ПК током  $I=196$  А лишь около 5%  $UI$  вкладывается в начальную область разряда (т. е. в область  $z < 0$ ).

Экспериментальные данные о параметрах плазмы внутри ПК с водородом в литературе практически отсутствуют. Исключением является работа [21], в которой представлены результаты зондовых измерений в ПК из гексаборида лантана. Отметим, что по данным [21] электронная температура почти постоянна по радиусу полости (эти данные получены при  $T_e=1.2-1.3$  эВ), что соответствует предположениям настоящей работы. Заметим также, что в режимах, исследованных в [21], ионный ток на стенку катода превышал ток эмиссии (как и в настоящей работе). Однако конструкция катода и параметры разряда в [21] ( $R=1$  см,  $p=1-3$  Тор, относительно малые осевые токи и приложенные напряжения) существенно отличаются от рассматриваемых в настоящей работе, так что отсутствует возможность детального сопоставления результатов.

В источниках быстрых частиц ПК обычно работают в условиях прокачки водорода через полость. О роли прокачки можно судить по сопоставлению результатов расчетов ПК с расходом рабочего тела [22] и без расхода [4] для случая полностью ионизованной цезиевой плазмы. Заметим, что для ПК с расходом давления в разрядной камере может быть значительно меньше, чем в катодной полости.

Авторы благодарны Г. А. Дюжеву, Л. И. Елизарову, В. Г. Иванову, С. М. Школьникову и В. Г. Юрьеву за обсуждение результатов работы.

## П р и л о ж е н и е

Опишем выбор начальных значений тока  $I_0$  и потенциала  $\varphi(0)$ . Ниже используется обозначение  $T'_e \equiv (dT_e)/(dz)$ .

Типичные распределения  $T_e(z)$ , соответствующие разным значениям  $I_0$ , представлены на рис. 6. Можно видеть, что существует такое значение  $I_0$ ,

которому соответствует «гладкое» распределение  $T_e(z)$  (на котором  $T_e'(z)$  мало отличается от среднего значения  $\langle T_e' \rangle$  на промежутке от  $z=0$  до  $z \approx R$ ). Малые изменения  $I_0$  приводят к существенному изменению  $T_e(z)$ : появляются распределения с большими значениями  $|T_e'(0)|$ . В расчете выбирается такое значение  $I_0$ , которому соответствует «гладкое» распределение  $T_e(z)$ . Существенно, что такой подход позволяет задавать  $I_0$  с высокой точностью.

Попутно отметим, что величину  $I_0$  можно однозначно определить, понизив порядок исходной системы дифференциальных уравнений (4)–(7) путем отбрасывания членов, содержащих  $(dT_e)/(dz)$ . Эти члены вносят малый вклад как в обобщенный закон Ома (4), так и в уравнения энергии (6), (7). Последнее связано с тем, что в плазме ПК разогрев электронов полем в первом прибли-

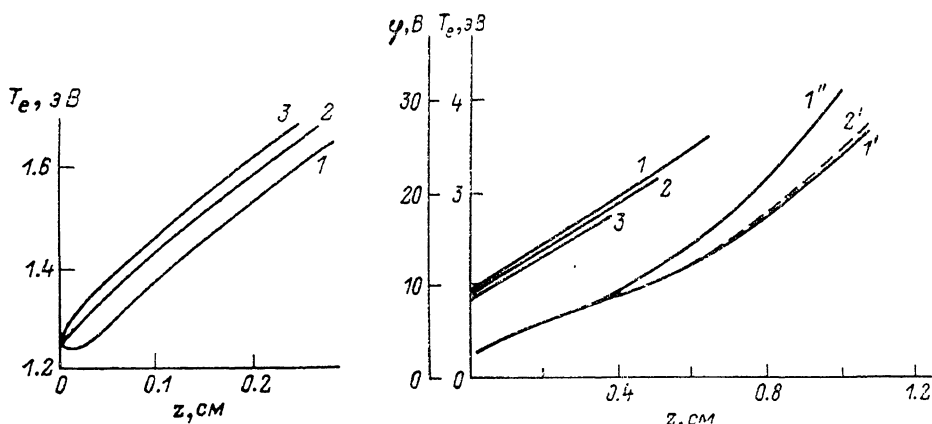


Рис. 6. Распределение электронной температуры  $T_e$  вдоль оси ПК для различных значений начального тока  $I_0$ .

$j_s = 30 \text{ A/cm}^2$ ,  $\varphi(0) = 8.5 \text{ эВ}$ ;  $I_0 = 41.0 (1)$ ,  $43.8 (2)$ ,  $45.2 \text{ A} (3)$ .

Рис. 7. Влияние начальных условий на распределения потенциала (1, 2, 3) и электронной температуры ( $1''$ ,  $2'$ ,  $1'$ ) вдоль оси ПК.

1,  $1'$ ,  $1''$  —  $\varphi_0 = 9.5$ ; 2,  $2'$  —  $8.5$ ; 3 —  $7.5 \text{ В}$ ;  $1''$  — решение «усеченной» системы.

жении локально уравнивается потерями энергии. После понижения порядка значение  $I_0$  уже не задается, а определяется из самих уравнений. Результат решения такой «усеченной» системы уравнений приведен на рис. 7 (кривая  $1''$ ) и мало отличается от соответствующего решения полной системы (кривая  $1'$ ).

Остановимся на определении  $\varphi(0)$ . Оценки показывают, что в рассматриваемых условиях  $\varphi(0) \leq 10 \text{ В}$  (в рассмотренных выше примерах полагалось  $\varphi(0) = 8.5 \text{ В}$ ). Отметим, что область  $z \leq 0$  соответствует низковольтному дуговому разряду уже в основном в слабоионизованной плазме. В таких разрядах обычно  $j_{ek} \sim j_s$ . Поскольку изменение  $\varphi(0)$  наиболее сильно влияет именно на величину  $j_{ek}(0)$ , то варьируем  $\varphi(0)$  так, чтобы величина  $j_{ek}(0)$  менялась в разумных пределах. На рис. 7 приведены результаты расчетов с тремя значениями  $\varphi(0)$  в диапазоне  $7.5$ – $9.5 \text{ В}$ . При этом  $j_{ek}(0)$  практически перекрывает диапазон от 0 до  $j_s$ . Видно, что эти изменения практически не сказываются на ВАХ ПК и осевых распределениях параметров плазмы.

#### Список литературы

- [1] Luce J. S. // Proc. 2<sup>nd</sup> Intern. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958. P. 31.
- [2] Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969. 183 с.
- [3] Семашко Н. Н., Владимиров А. Н., Кузнецов В. В. и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоатомиздат, 1981. 168 с.
- [4] Бакиш Ф. Г., Рыбаков А. Б. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 2. С. 234–244.
- [5] Бакиш Ф. Г., Дюжев Г. А., Рыбаков А. Б., Юрьев В. Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 61–65.
- [6] Бакиш Ф. Г., Юрьев В. Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905–944.
- [7] Бакиш Ф. Г., Рыбаков А. Б. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 2. С. 297–306.

- [8] Бакиш Ф. Г., Иванов В. Г., Рыбаков А. Б., Юрьев В. Г. Препринт ФТИ. № 946. Л., 1985. 57 с.
- [9] Лавренко В. А. Рекомбинация атомов водорода на поверхности твердых тел. Киев: Наукова думка, 1973. 202 с.
- [10] Бакиш Ф. Г. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 3—9.
- [11] Бакиш Ф. Г., Иванов В. Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 8. С. 1562—1568.
- [12] Брагинский С. П. // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183—272.
- [13] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [14] Храпак А. Г., Якубов Н. Т. Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981. 282 с.
- [15] Смирнов Б. М., Елецкий А. В., Палкина Л. А. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975.
- [16] Clifton D. C. // J. Chem. Phys. 1961. Vol. 35. N 4. P. 1417—1420.
- [17] Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 554 с.
- [18] Johnson L. C., Hinnon E. // JQSRT. 1973. Vol. 13. P. 333—343.
- [19] Алексеев Н. И., Бакиш Ф. Г., Иванов В. Г. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 669—675.
- [20] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963. 640 с.
- [21] Suzuki S., Asano T., Morimiya O. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 6. P. 919—923.
- [22] Бакиш Ф. Г., Рыбаков А. Б. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 700—706.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
11 октября 1988 г.