

УДК 537.525

Особенности расширения и нагрева токонесущей плазмы в вакуумно-дуговых разрядах разного типа

И. А. Кринберг

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Путем аналитического решения уравнений магнитной гидродинамики анализируются особенности движения и нагрева плазмы, эмитируемой из катодных пятен электровакуумного разряда. Показано, что существуют три характерных режима расширения токонесущей плазменной струи в вакуум: свободный разлет с охлаждением (коническая струя); изотермическое течение, ограниченное собственным магнитным полем (параболическая струя); движение вдоль внешнего магнитного поля с продолжающимся ростом температуры (цилиндрическая струя).

В электровакуумных разрядах образование ионов со средним зарядом $Z_0 = 1-3$ происходит в узкой (порядка микрометра) области плазмы вблизи поверхности катода [1]. При дальнейшем движении плазмы в направлении к аноду ее ионный состав не меняется, если ток разряда не превышает сотен ампер, а внешние магнитные

поля отсутствуют. Данная кратность ионного заряда оказывается недостаточной для многих технологических приложений, в связи с чем возникает проблема повышения зарядности ионов путем их дальнейшей ионизации за пределами прикатодной области, что возможно лишь в случае значительного повышения электронной тем-

пературы в плазменном потоке. При заданной величине разрядного тока I энерговыделение $I^2/\sigma S^2 \propto 1/R^4$ (здесь σ — проводимость, $S = \pi R^2$) в единице объема плазмы существенно зависит от поперечного размера (радиуса R) токового канала. Поэтому изменение электронной температуры вдоль межэлектродного промежутка в первую очередь контролируется изменением сечения S плазменного потока с расстоянием z от катода, т. е. геометрической формой плазменной струи $R(z)$.

К настоящему времени достаточно полно исследовано свободное квазисферическое расширение катодной плазмы ($S \propto z^2$) [2—4]. Совместное влияние собственного и внешнего магнитных полей на температуру плазменной струи рассматривалось в работах [5, 6]. Результаты несколько противоречивы: в [6] обнаружен значительный рост электронной температуры, а в [5] — нет. Эффект воздействия только собственного поля изучался в [7], а только внешнего — в [8] (на основе очень упрощенной модели). Следует отметить несколько фрагментарный характер проведенных исследований: численные модельные расчеты проведены в работах [5—8] для достаточно специфических условий (материал катода, геометрия разрядного промежутка, сила тока), что затрудняет сопоставление полученных результатов и их обобщение при других условиях.

В настоящей работе анализируется общий случай расширения первичной катодной плазмы в вакуум путем выявления обобщенных параметров и получения критериев реализации различных режимов плазменного течения, и исследуется влияние геометрической формы потока на тепловой баланс плазмы. Основное внимание уделяется “длинным” плазменным струям, образующимся в случае существенного превышения длины разрядного промежутка L над радиусом катода R_{cath} .

Прикатодная плазма

В электровакуумных разрядах плазма образуется на поверхности катода в виде отдельных микроструй (диаметром порядка микрометра), в которых ионы разгоняются до скоростей $V_0 \approx (0,5-3) \cdot 10^6$ см/с [9]. В пределах микроструи максимальное значение электронной температуры достигает величины $T_{em} \approx 15-4,5$ эВ [10], а число Маха $M_m = V_0 / (\frac{5}{3} Z_0 T_{em} / m)^{1/2} \approx 3,5$ оказывается одинаковым для всех катодных материалов [11, 12]. На расстоянии $\Delta z \approx 10^2$ мкм от катода происходит объединение микроструй в результирующую макрострую, вдоль которой протекает весь разрядный ток. При этом ионы сохраняют свою скорость V_0 и распределение по зарядовым состояниям, а электронная температура понижается примерно в два раза [11]. Достаточно постоянной величиной как для микро-

струй, так и для единой плазменной струи (в области слияния) является отношение ионного и полного токов (коэффициент ионной эрозии) $\eta_0 = I_i/I \approx 0,1$ [1]. Однако эта величина не остается неизменной вдоль струи, если происходит ионизация и повышается средний ионный заряд Z . Поэтому далее будем использовать также безразмерное отношение $\xi = mI/eG = \text{const}$ (называемое параметром обмена) силы тока I к потоку массы G , связанное с начальным отношением токов как $\xi = Z_0/\eta_0 \approx 10Z_0$, здесь m — масса иона, e — элементарный заряд.

Таким образом, известные параметры прикатодной плазмы V_0 , $T_{e0} \approx T_{em}/2$, η_0 и Z_0 могут быть использованы в качестве граничных условий при моделировании дальнейшей эволюции плазменной струи. Необходимые добавочные параметры — начальный угол полуоткрытия струи $\alpha_0 = 20-50^\circ$ [8] и площадь основания струи $S_0 = \pi R_0^2$. Последняя величина существенно зависит от конфигурации катодных пятен. В случае единичного пятна имеем $R_0 = R_{sp} \approx 0,1-0,2$ мм ($I = 20-200$ А), а для группового пятна — $R_0 = R_{gr} \approx 1-2$ мм ($I = 200-500$ А) [13]. В случае еще больших токов пятна могут занимать всю поверхность катода и тогда $R_0 = R_{cath} \approx 3-10$ мм. Граничные значения плотности плазмы и концентрации электронов можно найти с помощью соотношений $\rho_0 = mI/(\xi e V_0 S_0)$ и $N_{e0} = Z_0 \rho_0 / m$. При решении уравнений число Маха для начального сечения струи удобнее определить в виде $M_0^2 = mV_0^2/(Z_0 T_{e0}) = \frac{10}{3} M_m^2 \approx 40$.

Основные уравнения

Систему уравнений магнитной гидродинамики для стационарной аксиально симметричной плазменной струи в цилиндрической системе координат r, φ, z без учета процессов вязкости и теплопроводности можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0; \quad (1)$$

$$\rho (V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{c} (j_\varphi B_z - j_z B_\varphi); \quad (2)$$

$$\rho (V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{c} (j_r B_\varphi - j_\varphi B_r). \quad (3)$$

Здесь $\rho = mN_+$ и $P = T_e N_e + T_+ N_+$ — плотность и давление плазмы, соответственно;

N_e, N_+, T_e, T_+ — концентрация и температура электронов и ионов, соответственно;

V_r и V_z — компоненты скорости ионов;

j_r, j_φ, j_z и B_r, B_φ, B_z — компоненты плотности тока и магнитной индукции, соответственно.

Далее будем учитывать собственное магнитное поле

$$B_\phi = \frac{4\pi}{cr} \int_0^r j_z r dr, \quad (4)$$

создаваемое протекающим вдоль плазменной струи разрядным током, и однородное внешнее магнитное поле $B_z = \text{const}$, полагая $B_r = 0$.

Для определения индуцируемого в плазме вихревого тока воспользуемся законом Ома

$$j_\phi = \sigma \left(\frac{1}{c} (\mathbf{V} \times \mathbf{B})_\phi + \frac{1}{ceN_e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_\phi \right), \quad (5)$$

при записи которого учтено отсутствие азимутальной компоненты градиентов давления и электростатического потенциала. Так как $J_r/eN_e V_r \approx \xi/Z \gg 1$, то из (5) получаем

$$j_\phi = \frac{\sigma B_z j_r}{ceN_e}. \quad (6)$$

Будем также использовать уравнение непрерывности тока

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0 \quad (7)$$

и условие постоянства силы тока $I = 2\pi \int_0^R |j_z| r dr = \text{const}$ вдоль плазменной струи.

Чтобы анализ и решение исходной системы уравнений стали возможными, делаются следующие допущения:

- предполагается, что сжатие плазменной струи сопровождается таким же изменением токового канала [14, 15], который имеет такое же сечение $S = \pi R^2$;

- используется гидравлическое приближение: параметры плазмы ρ , P , T , N , V_z и j_z считаются неизменными по сечению струи и зависящими лишь от продольной координаты z . При этом предполагается, что плотность плазмы (и тока) спадает до нуля в узкой переходной зоне на периферии струи, т. е. зависимость от координат имеет вид $N(r, z) = N(z)\theta(R - r)$ (аналогично для ρ , P , j_z), где θ — тэта функция, $R(z)$ — радиус струи;

- учитывая, что в катодных плазменных струях $T_+ \ll T_e$ [1, 11], ионы считаются "холодными" и принимается $P \approx P_e$.

Гидравлическое приближение обычно применяется при изучении течения плазмы (газа, жидкости) в каналах с заданным профилем $S(z)$. Однако оно также успешно использовалось при изучении плазменного фокуса [14] и катодных плазменных струй со свободной границей. При рассмотрении свободного расширения в вакуум обычно предполагалось $S \propto z^2$ [2, 3]) или постулировалась более сложная зависимость $S(z)$ [16]. В работах [7, 17, 18] гидравлическое приближение использовалось для расчета параметров струи с учетом влияния собственного магнитного поля. В этом случае пространственно-вре-

менные вариации сечения $S(z)$ не постулировались заранее, а определялись на основании расчета скорости поперечного течения плазмы. Аналогичный метод используется и в настоящей работе.

При данных предположениях имеем $J_z = -I/\pi R^2$, а из уравнения непрерывности (7) для тока находим

$$j_r(r, z) = j_R \frac{r}{R}, \quad j_R(z) = -\frac{I}{\pi R^2} \frac{dR}{dz}. \quad (8)$$

Таким образом, с учетом соотношения (6) удастся выразить все три компоненты плотности тока через силу тока и радиус плазменной струи.

Из соотношения (4) получаем распределение собственного магнитного поля

$$B_\phi(r, z) = B_R \frac{r}{R}, \quad B_R(z) = -\frac{2I}{cR}. \quad (9)$$

Из уравнения (1) аналогичная линейная зависимость от r получается и для радиальной скорости $V_r(r, z) = V_R r/R$, где $V_R(z)$ — скорость изменения радиуса струи, т. е.

$$V_R = -\frac{dR}{dt} = V_z \frac{dR}{dz}. \quad (10)$$

Умножая уравнения (1)–(3) на $dS = 2\pi r dr$ и интегрируя от нуля до бесконечности, с учетом (6), (8), (9) имеем

$$\frac{d}{dz} (\rho V_z S) = 0; \quad (11)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_z}{dz} = -\frac{d(PS)}{dz} - \left(\frac{I}{c}\right)^2 \frac{d \ln R}{dz}; \quad (12)$$

$$\rho V_z S \frac{\partial V_R}{\partial z} = \frac{3PS}{R} - \frac{2}{R} \left(\frac{I}{c}\right)^2 - \frac{\sigma I B_z^2}{ec^2 N_e} \frac{dR}{dz}. \quad (13)$$

Полученные уравнения следует дополнить уравнением энергетического баланса электронов, которое при сделанных допущениях принимает вид

$$\frac{3}{2} \frac{dT_e}{dz} = T_e \frac{d \ln N_e}{dz} + \frac{eI}{\sigma S} - \frac{QZ}{\xi N_e V_z}, \quad (14)$$

где Q — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях с ионами.

Для расчета ионного состава можно использовать следующую систему уравнений [7, 18]:

$$V_z \frac{df_n}{dz} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e. \quad (15)$$

Здесь $f_n = N_n/N_+$ — доля ионов n -й зарядности с концентрацией N_n ; k_n — коэффициент ионизации для образования n -кратно-заряженного иона (значения $k_n(T_e)$ даны в [7, 18]). Средний ионный заряд определяется как $Z = \sum_{n=1} n f_n$, причем в силу квазинейтральности плазмы $N_e = ZN_+$.

Параметры плазменного течения

Для анализа системы уравнений (11)–(14) перейдем к безразмерным переменам $x = z/R_0$, $a = R/R_0$, $w = V_R/V_0$, $v = V_z/V_0$, $n = \rho/\rho_0$, $t = T_e/T_{e0}$, $q = Z/Z_0$. Тогда, интегрируя уравнения (11), (12), получаем

$$nva^2 = 1, \quad (16)$$

$$v = 1 + \gamma_0(1 - qnta^2) + \gamma_1 \ln a, \quad (17)$$

а уравнения (10), (13), (14) принимают вид

$$\frac{da}{dx} = \frac{w}{v}; \quad (18)$$

$$\frac{dw}{dx} = 3\gamma_0 qnta - \frac{2\gamma_1}{a} - \frac{\gamma_2 wa^2 t^{3/2}}{q^2}; \quad (19)$$

$$\frac{3}{2} \frac{dt}{dx} = t \frac{d \ln(qn)}{dx} + \frac{qF}{a^2 t^{3/2}}, \quad (20)$$

где $\gamma_0 = P/\rho_0 V_0^2 = 1/M_0^2$, $\gamma_1 = B_0^2/(4\pi\rho_0 V_0^2) = \xi eI/(mc^2 V_0)$, $\gamma_2 = \sigma B_z^2 R_0/(\eta_0 c^2 \rho_0 V_0) = \pi e Z_0 \sigma_0 B_z^2 R_0^3/(mc^2 \eta_0^2 I)$ — параметры плазменного течения, характеризующие важность силы давления и сил, связанных с собственным и внешним магнитным полем, по отношению к инерционным силам. Здесь используются обозначения: $B_0 = 2I/cR_0$, $\sigma_0 = k_\sigma T_{e0}^{3/2}/Z_0$, $k_\sigma \approx 2.10^{13}$ эВ^{-3/2}·с⁻¹ и $F = eI/\pi R_0 T_{e0} \sigma_0$. Отметим, что уравнение (20) записано без учета потерь энергии при столкновениях электронов с ионами, что во многих случаях является оправданным [7].

Граничные условия вблизи катода (при $x = 0$) для данной системы уравнений имеют вид

$$a = 1, w = \text{tg } \alpha_0, v = 1, n = 1, t = 1, q = 1. \quad (21)$$

В качестве примера в табл. 1 приведены значения параметров плазменного течения при силе тока $I = 300$ – 1500 А в предположении $R_0 = R_{\text{cath}} = 3$ мм для нескольких катодных материалов с близкими значениями $Z_0 \approx 2$, $V_0 \approx 1.5 \cdot 10^4$ м/с, $T_{e0} \approx 1$ эВ и $m \approx 50$ а.е.м.

Таблица 1

Характерные параметры плазменного течения (для катодов из Ti, Fe, Cu, Ni, Co, Cr, V)

Сила тока I , А	Магнитное поле B , Гс	γ_0	γ_1	γ_2
300	0	0,025	0,08	0
1000	0	0,025	0,28	0
1500	0	0,025	0,42	0
500	0	0,025	0,14	0
500	100	0,025	0,14	0,006
500	300	0,025	0,14	0,05
500	1000	0,025	0,14	0,6

В зависимости от величины параметров течения можно выделить следующие характерные случаи плазменного течения.

Свободный разлет плазмы ($\gamma_0 \ll 1$, $\gamma_1 \ll 1$, $\gamma_2 \ll 1$)

При таких значениях параметров силы инерции преобладают над другими силами, и имеет место инерционный сверхзвуковой разлет плазмы. Как видно из уравнений (17)–(19), $v \approx 1$ и $dw/dx \approx 0$, т. е. $da/dx \approx \text{tg } \alpha_0$. Тогда сечение струи определится как $a^2 = (x + x_1)^2 \text{tg}^2 \alpha_0$ (где $x_1 = 1/\text{tg } \alpha_0$), т. е. в пределах конуса с углом α_0 реализуется сферическое расширение плазмы. Такой режим плазменного разлета действительно наблюдается при малой силе тока ($I \leq 10^2$ А) в отсутствие внешнего магнитного поля [19, 20]. В таких условиях, как видно из табл. 1, параметры γ_0 , γ_1 , γ_2 существенно меньше единицы.

Ограничение плазменного потока собственным магнитным полем ($\gamma_1 \gg \gamma_0 \geq \gamma_2$)

В уравнении (19) основным становится слабое с множителем γ_1 , описывающее сжатие струи собственным магнитным полем. При этом режиме течения поперечная скорость w быстро уменьшается и ее изменение прекращается при $qnta^2 = \frac{2}{3} \gamma_1 / \gamma_0$, что соответствует равновесию между плазменным и магнитным давлением поперек струи. Используя уравнения (18), (20), можно показать [21], что в этом случае $a^2 \approx (qF/t_{eq}^{5/2})x$, где t_{eq} — значение температуры в условиях равновесия.

Движение плазмы вдоль внешнего магнитного поля ($\gamma_2 \geq \gamma_1 \gg \gamma_0$)

Основным процессом становится воздействие внешнего аксиального магнитного поля на токонесущую плазменную струю. В итоге, как можно показать с помощью уравнений (18), (19), поперечное движение плазмы прекращается ($w \approx 0$), а сечение струи остается неизменным, т. е. $a^2 = \text{const}$. Измерения показывают, что в случае вакуумной дуги в сильном внешнем поле наблюдается цилиндрический светящийся канал постоянного сечения [22, 23].

Тепловой баланс электронов

Из уравнения теплового баланса (20) видно, что изменение температуры $t(x)$ вдоль оси разряда зависит от параметров течения γ_0 , γ_1 , γ_2 не непосредственно, а лишь через плотность $n(x)$ и сечение $a^2(x)$ струи. Поэтому можно проанализировать характер нагрева плазмы, задавая степенную зависимость площади сечения от координаты, т. е. $a^2 = bx^k$ (для $x \geq 1$), где $k = 2$ соответствует квазисферическому разлету плазмы, $k = 1$ — потоку в условиях равенства плазменного и магнитного давлений, $k = 0$ — течению вдоль внешнего магнитного поля. Для качественной оценки также примем $v = 1$, $q = 1$ (постоянство продольной скорости и ионного

состава). Тогда, решая уравнения (16), (20), получаем

$$t^{5/2} = Cx^{-5k/3} + \frac{5bF}{2k+3} x^{1-k}, \quad (22)$$

где постоянная $C \approx 1$ определяется граничным условием. Вклад первого слагаемого в значение температуры убывает с расстоянием, и решение (22) принимает вид

$$t \approx \left(\frac{5bF}{2k+3} \right)^{2/5} x^{2(1-k)/5}.$$

Из полученной зависимости $t(x)$ видно, что возможна реализация трех режимов расширения токонесущей плазмы в вакуум: расширение с охлаждением ($k > 1$); изотермическое расширение ($k = 1$); расширение с продолжающимся ростом температуры ($1 > k \geq 0$).

Помимо приближенного аналитического исследования, система уравнений (15)–(20) решалась численно с граничными условиями (21) при значениях параметров из табл. 1. На рис. 1 и 2 представлены результаты вычислений радиуса плаз-

менной струи и ее электронной температуры. Отчетливо видно, что при токах $I \leq 500$ А ($\gamma_1 \leq 0,14$) в отсутствие внешнего поля ($\gamma_2 = 0$) имеет место сферическое расширение плазмы, сопровождающееся понижением температуры. При силе тока $I \geq 1000$ А ($\gamma_2 = 0,3-0,4$) наблюдается сжатие струи собственным магнитным полем, форма которой близка к параболической. Электронная температура на некотором расстоянии от катода перестает изменяться, что особенно хорошо видно для случая $I = 1500$ А. Рис. 2 иллюстрирует влияние внешнего магнитного поля. Хотя при $B_z = 300$ Гс параметр $\gamma_2 = 0,05$ еще сравнительно мал, явно видна тенденция к формированию плазменного потока постоянного сечения, вдоль которого происходит непрерывный рост температуры. На рис. 2 приведена также оценка (по осаждению катодного материала на аноде диаметром 20 мм) радиуса плазменной струи [23] и измеренные значения электронной температуры [24] при наличии и отсутствии внешнего магнитного поля. Качественное согласие модельных расчетов с измерениями является достаточно очевидным.

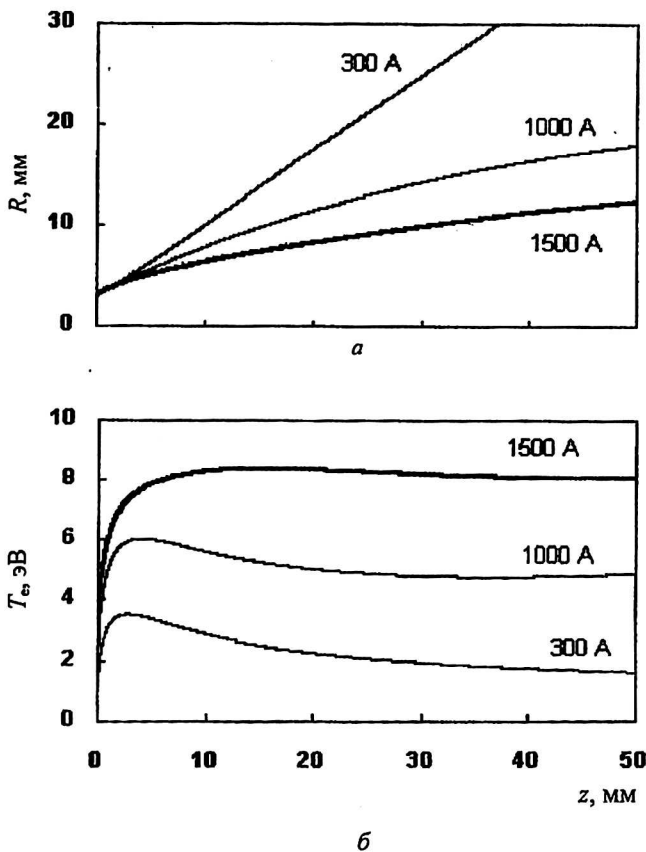


Рис. 1. Изменение радиуса (а) и электронной температуры (б) плазменной струи по мере удаления от катода при различной силе тока (расчет для титанового катода радиусом $R_{cath} = 3$ мм)

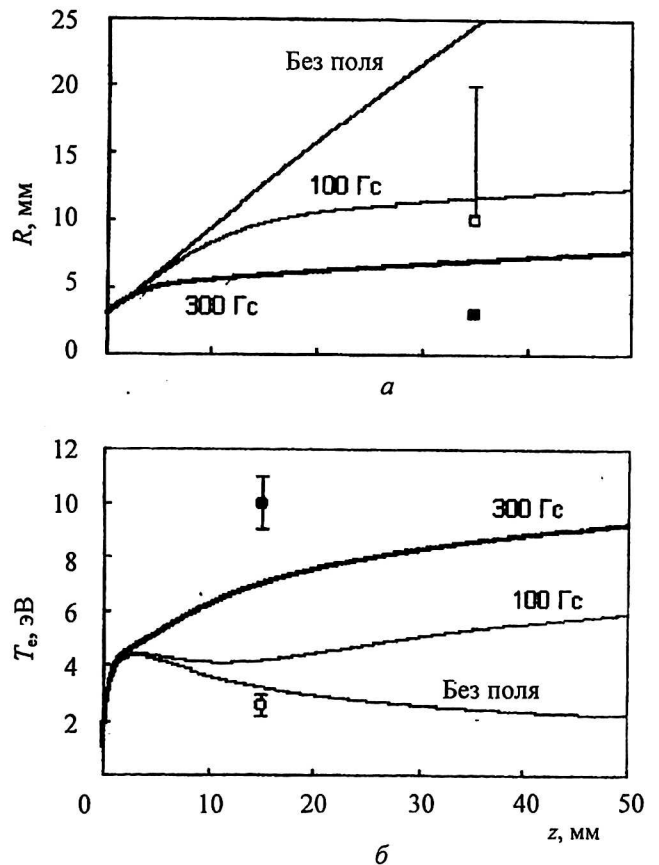


Рис. 2. Изменение радиуса (а) и электронной температуры (б) плазменной струи по мере удаления от катода при различной величине внешнего магнитного поля (титановый катод, $R_{cath} = 3$ мм, $I = 500$ А): — расчет; □, ■ — измерения радиуса при $B_z = 0$ и $B_z \approx 10^3$ Гс [23]; ○, ● — измерения температуры при $B_z = 0$ и $B_z = 300$ Гс [24]

Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что форма токнесущей плазменной струи и ее тепловой режим определяются соотношением между безразмерными параметрами $\gamma_0 = 1/M_0^2 \approx 0,025$, $\gamma_1 \propto I$ и $\gamma_2 \propto B_z^2 R_0^3/I$, которые в свою очередь определяются силой разрядного тока, величиной внешнего магнитного поля и радиусом основания плазменной струи. Основные выводы систематизированы в табл. 2.

Таблица 2

Характерные типы плазменного течения в вакуумных дугах

k	Форма плазменного потока	Сечение потока	Электронная температура	Условия реализации
2	Конус	$S \propto z^2$	$T_e \propto z^{-2/5}$	Слаботочная дуга
1	Параболоид	$S \propto z$	$T_e = \text{const}$	Сильноточная дуга
0	Цилиндр	$S = \text{const}$	$T_e \propto z^{2/5}$	Дуга в магнитном поле

Свободный квазисферический разлет плазмы ($k = 2$), сопровождающийся ее охлаждением, реализуется в слаботочных дугах без внешнего магнитного поля, когда влиянием плазменного и магнитного давлений можно пренебречь. При токах дуги $I \geq 1$ кА расширение плазмы ограничивается собственным магнитным полем разряда, и при установлении баланса плазменного и магнитного давлений поток принимает форму параболоида вращения ($k = 1$) с постоянной температурой. При наличии сильного внешнего магнитного поля, направляемого вдоль оси разряда, плазма растекается преимущественно вдоль поля, и формируется цилиндрический канал ($k = 0$), вдоль которого электронная температура повышается.

Отмеченные закономерности формирования различных типов плазменного течения хорошо коррелируют с измерениями ионного состава плазмы в вакуумно-дуговых разрядах. Известно, что в слаботочных дугах сохраняется средний ионный заряд $Z = Z_0 = 1-3$, соответствующий первичной ионизации в прикатодной области [10]. Условие влияния собственного магнитного поля ($\gamma_1 \geq 1$) начинает выполняться при токах $I \geq 1$ кА (см. табл. 1), и именно при таких токах наблюдается заметное увеличение среднего ионного заряда [23]. Условие влияния аксиального магнитного поля ($\gamma_2 \geq 1$) выполняется при $B_z \geq 500$ Гс (см. табл. 1), и именно при такой величине внешнего поля (вблизи катода) наблюдался

рост ионного заряда до $Z = 3-4,5$ [23, 25] даже при сравнительно малых токах.

Таким образом, полученные обобщенные критерии (соотношения между безразмерными параметрами течения) позволяют осуществлять целенаправленный подбор макроскопических параметров (сила тока, геометрия разрядного промежутка, величина внешнего магнитного поля) электровакуумного разряда для реализации нужного режима плазменного течения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-02-16431) и программы "Университеты России" (проект УР.01.01.008).

Литература

1. Месяц Г. А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
2. Wieckert C. // Phys. Fluids. 1987. V. 30. № 6. P. 1810.
3. Кринберг И. А., Луковникова М. П., Паперный В. Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 806.
4. Баренгольц С. А., Месяц Г. А., Шмелев Д. Л. // Там же. 2001. Т. 120. № 5. С. 1227.
5. Beilis I. I., Keidar M. // Proc. XIX Int. Symp. Discharges and Electr. Insulation in Vacuum (Xi'an, China). 2000. V. 1. P. 206.
6. Shmelev D. L. // Ibid. 2000. P. 218.
7. Krinberg I. A., Zverev E. A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. № 3. P. 372.
8. Кринберг И. А. // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 28.
9. Anders A., Yushkov G. Y. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 4824.
10. Anders A. // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. № 4. P. 969.
11. Кринберг И. А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 11. С. 25.
12. Юшков Г. Ю., Бугаев А. С., Кринберг И. А., Окс Е. М. // ДАН. 2001. Т. 378. № 1. С. 41.
13. Siemroth P., Schulke T., Witke T. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. № 4. P. 571.
14. Вихрев В. В., Брагинский С. И. // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат. 1980. В. 10. С. 243.
15. Немчинский В. А. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 235.
16. Бейлис И. И., Зекцер М. П., Любимов Г. А. // Там же. 1988. Т. 58. № 10. С. 1861.
17. Кринберг И. А., Зверев Е. А. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 1. С. 88.
18. Зверев Е. А., Кринберг И. А. // Прикладная физика. 2002. № 5. С. 50.
19. Лунев В. М., Овчаренко В. Д., Хороших В. М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1486.
20. Anders A., Yushkov G. Y. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. № 14. P. 2457.
21. Krinberg I. A. // Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams. (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers). NATO Science Series II. 2002. V. 88. P. 15.
22. Schellekens H. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. № 5. P. 291.
23. Oks E. M., Anders A., Brown I. G. et al. // Ibid. 1996. V. 24. № 3. P. 1174.
24. Galonska M., Hollinger R., Spatke P. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. № 5.
- Anders A., Yushkov G. Y., Oks E. M. et al. // Ibid. 1998. V. 69. № 3. P. 1332.

Special features of expansion and heating of current-carrying plasma in the vacuum arc discharges of different type

I. A. Krinberg

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Motion and heating of plasma emitted from cathode spots of the vacuum arc discharge has been studied by means of analytical solution of magneto-hydrodynamic equations. As is shown three characteristic modes of current-carrying plasma expansion into the vacuum ambient may be distinguished: a free quasi-spherical expansion with a cooling (the conical jet), a magnetically confined isothermal flow (the parabolic jet), an essentially heated flow along an external magnetic field (the cylindrical jet).