

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ИОННОГО ПОТОКА В ВАКУУМНЫХ ДУГАХ

С. А. Баренгольц^{а}, Г. А. Месяц^б, Д. Л. Шмелев^{б**}*

^а *Центр естественно-научных исследований Института общей физики Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^б *Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
620016, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 14 апреля 2001 г.

С позиций эктонной модели катодного пятна вакуумной дуги рассмотрены основные характеристики (ионная эрозия, средний заряд и скорость) потока ионов в вакуумных дугах. Показано, что дуговая плазма образуется в результате микровзрывов на поверхности катода под действием джоулевого разогрева высокой плотностью тока взрывной эмиссии. Ионизационные процессы сосредоточены в узкой области порядка микрометра вблизи катода, и в дальнейшем ионизационный состав плазмы не меняется. Под действием градиента электронного давления ионы уже на расстояниях в несколько микрометров приобретают направленные скорости на уровне 10^6 см/с.

PACS: 52.80.Vp, 52.80.Mg, 52.75.Pv, 52.40.Mj

1. ВВЕДЕНИЕ

Потоки высокоскоростных частиц, исходящие из области катодного пятна вакуумной дуги, впервые были обнаружены Танбергом [1]. Предполагалось, что это струя металлического пара, скорость частиц которого для медного катода оказалась равной $1.6 \cdot 10^6$ см/с. Плутто с сотрудниками [2] установили, что это поток не пара, а плазмы, степень ионизации которой для металлов с относительно высокой температурой кипения (Cu, Ag, Mg) составляла 50–100%, причем в ней присутствовали также двух- и трехзарядные ионы, а скорость плазменных струй была порядка 10^6 см/с. Для легко испаряющихся металлов (Zn, Cd) скорость оказалась несколько ниже, а степень ионизации паров металла была 10–25%. Энергии ионов распределялись в пределах от 0 до 50–70 эВ. Наличие в составе плазменных струй высокоэнергетичных ионов привело авторов [2] к выводу о существовании горба потенциала в области плазмы катодных пятен.

Месяц с сотрудниками [3] показали, что и в искровой стадии присутствуют аналогичные струи

плазмы. Например, для медного катода их скорость составляла $2 \cdot 10^6$ см/с и была обусловлена микровзрывами на поверхности катода, которые сопровождалась взрывной электронной эмиссией. В [4] было показано, что такую величину скорости плазменных струй можно получить из предположения взрывного газодинамического разлета плазмы [5] при удельных энергиях, соответствующих электрическому взрыву металла. Позже было установлено, что единые физические процессы определяют функционирование катодных пятен вакуумной искры и дуги [6]. В их основе лежат микровзрывы на катоде с образованием в процессе взрывной электронной эмиссии эктонов — отдельных порций электронов [7].

Существенный прогресс в исследованиях параметров ионов дуговой плазмы достигнут в последние годы. Связано это с созданием вакуумно-дуговых источников ионов, с помощью которых получены распределения ионов по зарядовым состояниям практически всех проводящих материалов [8]. Как показали эти исследования, зарядовый состав плазмы вакуумной дуги не меняется при увеличении тока дуги от 50 до 500 А. Важным результатом этих работ стал экспериментально установленный факт

*E-mail: sb@nsc.gpi.ru

**E-mail: shmelev@iep.uran.ru

равенства скоростей ионов различного заряда [9]. Эти данные однозначно свидетельствуют в пользу газодинамического механизма ускорения ионов.

В данной работе параметры ионного потока (зарядовый состав, средняя скорость, ионная эрозия) рассмотрены с позиций эктонной модели катодного пятна вакуумной дуги. Согласно этой модели, катодное пятно вакуумной дуги состоит из отдельных ячеек, испускающих эктоны [7]. Основные экспериментальные закономерности, установленные для потоков ионов из катодного пятна вакуумной дуги, лежат в самой основе эктонной модели. Так, увеличение тока приводит к росту количества ячеек, а основные параметры ионов формируются в результате функционирования единичной ячейки пятна при взрывообразном разрушении участка катода под действием джоулевого разогрева. Вещество катода последовательно переходит ряд состояний: конденсированное, неидеальной и идеальной плазмы. В процессе этого перехода формируется зарядовый состав плазмы и происходит ускорение ионов под действием градиента давления плазмы, концентрация которой уменьшается на несколько порядков на расстояниях в десять микрон от поверхности катода.

Следует отметить, что физические процессы, приводящие к формированию зарядового состава и ускорению ионов вакуумной дуги, рассматривались неоднократно (см., например, [10]). Среди последних работ в этой области можно выделить теоретические исследования, проведенные автором [11], в которых было получено зарядовое распределение ионов дуговой плазмы. Однако общий недостаток этих работ заключается в том, что в них не был вскрыт сам механизм генерации ионов, поэтому параметры ионного потока рассматривались без учета их взаимосвязи, а основные параметры, используемые в расчетах, выбирались достаточно произвольно, без необходимого теоретического обоснования.

2. ЭКТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА КАТОДЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

2.1. Параметры эктонных процессов

Изучение явления взрывной электронной эмиссии [3, 4, 6, 12] позволило обосновать природу физических процессов в катодном пятне вакуумной дуги. В результате проведенных исследований было установлено, что плазма катодного факела при взрывной электронной эмиссии (искровая стадия) характеризуется теми же параметрами (скорость разлета, зарядовый состав), что и дуговая плазма. Следы

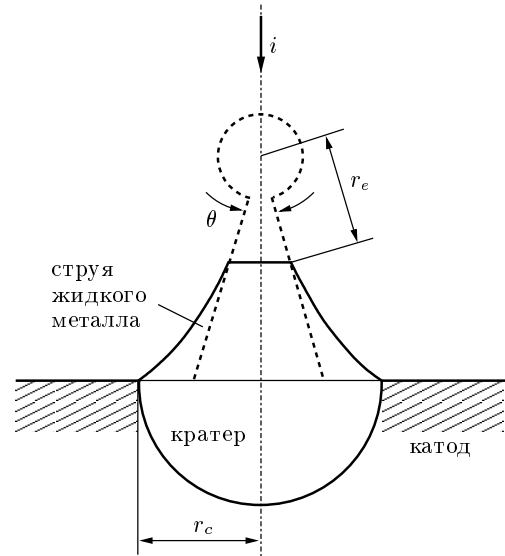


Рис. 1. Модель жидкометаллической струи, на которой функционирует эктон (r_c — радиус расплава на катоде, r_e — радиус эктонной зоны)

поражения катода в обоих случаях оказались идентичны, скорость разлета жидкометаллической фракции, удельная эрозия, катодное падение потенциала, пороговые токи также совпали с измерениями в дуге. Все это позволило сделать вывод о том, что и в случае вакуумной дуги мы имеем дело с явлением взрывной электронной эмиссии.

Основные положения эктонной модели катодного пятна вакуумной дуги, основанной на взрывоэмиссионных процессах, сформулированы в [7]. Иницирование эктона происходит при взаимодействии жидкометаллической струи (см. рис. 1), образующейся в результате выдавливания жидкометаллической фракции из области катодного пятна, с прикатодной плазмой.

В основе явления взрывной электронной эмиссии, как и электрического взрыва проводников, лежит джоулев разогрев под действием протекающего тока [6]. Используя аналогию с электрическим взрывом проводника, плотность тока при иницировании эктона можно оценить из формулы для удельного действия \bar{h}

$$J = (\bar{h}/t_z)^{1/2}, \quad (1)$$

где t_z — время задержки взрыва. Так как для большинства металлов $\bar{h} \sim 10^9 \text{ А}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-4}$, при $t_z \approx 10^{-9} \text{ с}$ плотность тока составит величину порядка 10^9 А/см^2 . Высокая плотность тока приводит к быстрому разогреву микрообъема катода и его взрыву, сопровождаемому взрывной электронной эмисси-

ей. С течением времени взрывного процесса происходит увеличение зоны эмиссии, уменьшается плотность тока, становится существенным отвод тепла за счет теплопроводности, унос энергии за счет выброса плазмы и нагретого жидкого металла. Поэтому ток взрывной эмиссии прекращается, образуя кратковременную порцию электронов — эктон.

Время жизни эктона можно оценить следующим образом [7]:

$$t_e = \frac{I^2}{\pi^2 a^2 \bar{h} \theta^4}, \quad (2)$$

где a — температуропроводность материала катода, I — ток эктона. При записи выражения (2) предполагалось, что эктон функционирует в результате взрыва жидкометаллического острия конической геометрии с малым углом раствора конуса θ (рис. 1). Масса, уносимая с катода за время t_e , равна

$$M = \frac{2}{3\pi^2} I^3 \frac{\rho}{(a\bar{h})^{3/2} \theta^4}, \quad (3)$$

где ρ — плотность материала катода. Полный заряд электронов, протекший за время функционирования эктона, равен

$$q_e = \frac{I^3}{\pi^2 a^2 \bar{h} \theta^4}. \quad (4)$$

Поскольку самоподдержание дугового разряда происходит за счет взрыва жидкометаллических неоднородностей, в формулах (1)–(4) для a , ρ и \bar{h} необходимо использовать их значения в жидком состоянии.

Следствием конечного времени жизни эктона является цикличность процессов в катодном пятне. Цикл состоит из двух стадий: первая стадия — это время t_e , в течение которого происходит непосредственное функционирование эктона, и вторая стадия меньшей длительности t_i , в течение которой происходит иницирование нового эктона ионным током из прикатодной плазмы. Оценка времени цикла из экспериментальных данных по исследованию колебаний напряжения в области пороговых токов горения дуги и шумового напряжения дает величину $t_c \approx 30$ нс для медных и вольфрамовых катодов, а относительная доля ионной длительности цикла

$$\alpha = \frac{t_i}{t_e + t_i} \approx 0.2$$

(см. [7, 13]).

Другим важным свойством катодного пятна является наличие внутренней структуры, проявляющееся в существовании отдельных ячеек или фрагментов катодного пятна. По данным Кесаева каждая ячейка катодного пятна переносит ток, равный

удвоенному пороговому току горения дуги I_p [14]. В рамках эктонной модели ячейка пятна — это взрывоэмиссионный центр, испускающий эктон.

Одним из главных аргументов в пользу эктонной модели является наличие в следе катодного пятна микрократеров с радиусом r_c порядка 10^{-4} см [4, 14, 15]. Это является не только качественным, но и количественным свидетельством эктонных процессов в катодном пятне. Действительно, если микрократер образуется за счет теплопроводности, то скорость распространения тепловой границы составляет 10^4 см/с, следовательно, время образования такого кратера составит $\tau_c \sim 10^{-8}$ с. Если ток через ячейку составляет $I = 2I_p$, а $I_p \sim 1$ А [14], то плотность тока через ячейку будет $J_c \sim 10^8$ А/см². Такие значения параметров r_c , τ_c и J_c — следствие эктонных процессов в катодном пятне вакуумной дуги.

2.2. Ионная эрозия

Исследования распределения ионов дуговой плазмы по энергиям показали, что они покидают область катодного пятна со средними скоростями порядка 10^6 см/с. Эти ионы создают ток, противоположный току дуги, поскольку движутся от катода к аноду. Важные измерения в этом направлении провел Кимблин [16]. Он установил, что величина ионного тока, собираемого на цилиндрический экран, достигает предельного значения, которое не зависит от геометрических параметров, приблизительно пропорционально полному току дуги и слабо зависит от материала катода. Коэффициент пропорциональности между величиной ионного тока и полным током составляет примерно 0.1.

Ионный ток с катода приводит к потере катодом массы, генерируемой в виде ионов. Именно генерацией проводящей среды в межэлектродный промежуток и определяется функционирование вакуумного разряда. Мерой ионной эрозии является удельная эрозия γ_i — отношение унесенной массы в виде ионов к протекшему заряду $q = I\Delta t$. Экспериментальные данные по исследованию эрозии катодов весьма противоречивы, поскольку наряду с ионной эрозией материал катода уносится в процессе разряда в виде макрочастиц, капель и нейтрально-го пара. Обычно применяемые методы исследования эрозии, такие, как взвешивание и оценка по изменению геометрических параметров эрозионных структур, в значительной степени зависели от тока дуги, длительности горения разряда, геометрии катода. Даалдер [17] провел серию экспериментов с медны-

Ионная эрозия и средний заряд дуговой плазмы для различных материалов катода

Материал катода	ρ , г/см ³	a , см ² /с	$\bar{h} \cdot 10^{-9}$, А ² · с · см ⁻⁴	γ_i , мкг/Кл	Z	Z [8, 19]
Cu	8.0	0.42	3.1	37.2	1.76	1.7–2.0
Au	17.2	0.40	1.3	120.6	1.69	1.6–2.0
Al	2.3	0.40	1.4	15.5	1.80	1.5–1.7
Ag	9.3	0.56	2.0	62.2	1.77	1.8–2.1
W	17.0	0.14	1.5	65.7	2.90	3.0–3.1

ми электродами диаметром 25 и 10 мм. Ток менялся в пределах 33–200 А. Оказалось, что по мере уменьшения q до 0.1 Кл различные зависимости удельной эрозии, полученные при различных токах, дают одинаковую величину ~ 40 мкг/Кл, которая и является удельной ионной эрозией. Ионную эрозию можно определить также по измерениям среднего заряда ионов с помощью очевидной формулы [17]:

$$\gamma_i = \frac{I_i}{I} \frac{m}{Ze}, \quad (5)$$

где I_i — заряд, переносимый ионами с катода в единицу времени, Ze — средний заряд ионов дуговой плазмы, m — масса иона.

Проанализируем характеристики ионного потока, испускаемого катодным пятном с позиций эктонной модели. Уносимая масса в течение времени t_e определяется формулой (3), а в течение времени t_i идет в основном ток ионов на катод, величина которого по данным [13] составляет также приблизительно 0.1 тока дуги. Поэтому в течение цикла общая потеря массы катодом составляет $M(1 - 2\alpha)$. Для ионной эрозии с учетом (4), таким образом, можно записать

$$\gamma_i = \frac{2}{3} \rho \left(\frac{a}{\bar{h}} \right)^{1/2} (1 - 2\alpha). \quad (6)$$

С помощью (5) и (6) можно определить средний заряд ионов плазмы, образующейся в результате функционирования эктона:

$$Z = \frac{3I_i}{2I} \frac{m}{e\rho(1 - 2\alpha)} \left(\frac{\bar{h}}{a} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Учитывая, что отношение $I_i/I \approx 0.1$ для всех материалов [16], получаем, что γ_i и Z не зависят от тока и определяются только характеристиками материала катода, что соответствует результатам экспериментов [7, 8, 17]. В таблице приведены средние

значения зарядов и ионной эрозии, полученные согласно (6), (7) для ряда металлов, у которых известны значения удельного действия [7]. Значения теплофизических коэффициентов металлов взяты из работы [18]. Для всех материалов по аналогии с W и Cu значение α полагалось равным 0.2.

Видно хорошее совпадение с экспериментальными данными, тем более удивительное, если учитывать приближенность экспериментальных значений теплофизических характеристик исследуемых материалов.

3. ПРОЦЕССЫ В КАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

3.1. Общая система уравнений

Моделирование начальной стадии взрыва микроострий при взрывной электронной эмиссии [20] показало, что в процессе функционирования эктона плотность вещества катода на коротких расстояниях (порядка нескольких микрон) меняется от твердотельной до состояния идеальной плазмы. Максимальный энерговклад реализуется при переходе в плазменное состояние при концентрациях плазмы $n \leq 10^{21}$. Важно отметить, что, как показали расчеты, при изменении тока величина интеграла удельного действия

$$\int_0^t I^2 dt$$

к моменту взрыва остается постоянной, что свидетельствует об адекватности использованной в предыдущем разделе аналогии с электрическим взрывом проводника при анализе эктонных процессов. Разлет плазмы, образующейся в результате взрыва микроострия на катоде, носит газодинамический характер и может быть описан системой уравнений

двумерной двухтемпературной магнитогазодинамики полностью ионизованной плазмы с учетом теплопроводности электронов в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r n_i u_r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial c_j}{\partial t} + u_z \frac{\partial c_j}{\partial z} + u_r \frac{\partial c_j}{\partial r} &= \\ &= n_e (\alpha_{j-1,j} c_{j-1} - \\ &- \beta_{j,j-1} c_j n_e - \alpha_{j,j+1} c_j + \beta_{j+1,j} c_{j+1} n_e), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{j-1,j} &= C \left(\frac{I_H}{I_j} \right)^3 T_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \left(\frac{I_j}{T_e} + 2 \right) \times \\ &\times \exp \left(-\frac{I_j}{T_e} \right), \\ \beta_{j,j-1} &= C \left(\frac{I_H}{I_j} \right)^3 \left(\frac{I_j}{T_e} + 2 \right) \frac{h^3}{2\pi e m_e^2}, \\ j &= 1, \dots, 4, \end{aligned} \quad (9)$$

$$n_e = n_i \sum_{j=1}^4 j c_j = Z n_i, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i u_z}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i u_z}{\partial r} + \\ + \frac{1}{m} \frac{J_r B}{c} + \frac{1}{m} \frac{\partial (n_i T_i + n_e T_e)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial n_i u_r}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i u_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i u_r}{\partial r} - \\ - \frac{1}{m} \frac{J_z B}{c} + \frac{1}{m} \frac{\partial (n_i T_i + n_e T_e)}{\partial r} &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left(\frac{\partial n_i T_i}{\partial t} + \frac{\partial u_z n_i T_i}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r n_i T_i}{\partial r} \right) + \\ + n_i T_i \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} \right) &= 3 \frac{m_e}{m} \frac{n_e}{\tau_{ei}} (T_e - T_0), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{J}}{e Z n_i} + \mathbf{u}, \quad \mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{B}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left(\frac{\partial n_e T_e}{\partial t} + \frac{\partial v_z n_e T_e}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r n_e T_e}{\partial r} \right) + \\ + n_e T_e \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right) + \left(\frac{\partial Q_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial r Q_r}{\partial r} \right) &= \\ &= -3 \frac{m_e}{m} \frac{n_e}{\tau_{ei}} (T_e - T_0) + \\ + \frac{m_e n_e}{\tau_{ei}} (\mathbf{v} - \mathbf{u}) \cdot \left(\mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{3\mathbf{Q}}{5n_e T_e} \right) &- E_i, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\mathbf{Q} = \beta_0 n_e T_e (\mathbf{v} - \mathbf{u}) - \gamma_0 \frac{n_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \text{grad } T_e, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial v_z B}{\partial z} + \frac{\partial v_r B}{\partial r} &= \\ &= \frac{c^2}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial r B}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial B}{\partial z} \right) \right), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \frac{13 + 4\sqrt{2}/Z}{4 + 4\sqrt{2}/Z}, \quad (17)$$

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}{\sqrt{2\pi} e^4 Z^2 n_i \Lambda}, \quad (18)$$

$$\Lambda = \max \left\{ 1, \ln \left(\frac{3T_e}{Ze^2} \sqrt{\frac{1}{4\pi e^2 n} \frac{T_e T_i}{T_e + T_i}} \right) \right\},$$

$$\nabla \phi = \frac{1}{\sigma} \mathbf{J} + \frac{1}{ec n_e} \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \frac{\nabla (n_e T_e)}{en_e} + \frac{\gamma}{e} \nabla T_e. \quad (19)$$

Здесь u — гидродинамическая скорость ионов, m_e и m — соответственно, масса электронов и ионов, T_e и T_i , n_e и n_i — их температуры и концентрации, v — гидродинамическая (или токовая) скорость электронов, J — плотность тока, Q — электронный тепловой поток, E_i — энергия ионизации, λ — интерполяционная функция, зависящая от концентрации, c_j — доля ионов заряда j в n_i , τ_{ei} — время электрон-ионной релаксации, B — магнитное поле, φ — потенциал, β_0 , γ_0 , γ — коэффициенты Брагинского [21], $\alpha_{j-1,j}$ и $\beta_{j,j-1}$ — скорости ионизации и рекомбинации между переходами $j-1$ и j , I_j — j -й потенциал ионизации. Исходные выражения для $\alpha_{j-1,j}$ и $\beta_{j,j-1}$ взяты из [5], где они выписаны для плазмы в квазиклассическом приближении.

Уравнение непрерывности (8) записано для тяжелой компоненты, а концентрация электронов с учетом квазинейтральности находилась с помощью соотношения (10). Уравнения ионизационной кинетики (9) записаны для ионов с зарядами от +1 до +4. Уравнения сохранения импульса (11) учитывают влияние собственного магнитного поля. Инерцией электронов пренебрегалось, так как токовая скорость электронов много меньше их звуковой скорости. Гидродинамическую скорость электронов в этом случае можно найти, используя формулу (13).

Уравнение баланса внутренней энергии расплечено на две части: уравнение для тяжелой компоненты плазмы и уравнение для энергии электронов. Ионы и электроны обмениваются энергией между собой, что описывается первым слагаемым в правых частях уравнений (12) и (14). Считалось, что джоулева энергия (второй член в правой части (14)) поступает непосредственно в электронную подсистему,

а уже потом через обменный член в ионную. Предполагалось также, что и ионизационная энергия поступает в электронную компоненту — третье слагаемое в правой части (14). В уравнении баланса электронной энергии существенную роль играет электронная теплопроводность (15). Уравнение (16) записано для φ -й компоненты магнитного поля B — единственной ненулевой компоненты в цилиндрической системе координат. Учитывались также диффузия (правая часть) и перенос магнитного поля электронами (второй и третий член в левой части).

Система уравнений (8)–(19) решалась численно для медного катода при заданном токе 3.2 А, что, согласно [14], соответствует току отдельной ячейки катодного пятна. При расчетах полагалось, что через цилиндрическую трубку радиусом $r_0 = 1$ мкм и высотой $h = 0.5$ мкм (аналог кратера) в расчетную область втекает ионный поток со скоростью, меньшей звуковой, и электрический ток заданной величины. На нижнем срезе трубки (т. е. при $z = 0$) поток имеет заданный средний заряд $Z = 1$, температуры $T_e = T_i = 1.5$ эВ и концентрация плазмы порядка 10^{21} см $^{-3}$.

При численном решении пренебрегалось тепловым обратным электронным током на плоскость $z = h$, но тепловой поток этих электронов учитывался в граничном условии для уравнения (14) в виде

$$\begin{aligned} \gamma_0 \frac{en_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial z} &= j_r^t (2T_e + \phi), \\ j_r^t &= \frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{\phi}{T_e}\right), \end{aligned} \quad (20)$$

где ϕ — потенциал границы плазмы, определяемый из интегрирования уравнения (2.12), j_r^t — тепловой ток электронов из плазмы на катод через потенциальный барьер ϕ (обратный ток).

Результаты численного моделирования основных параметров дуговой плазмы приведены на рис. 2. Видно достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными по исследованию параметров ионов, которые приведены в работах [7–9, 19]. Средний заряд плазмы совпадает с его значениями, представленными в таблице. Скорость ионов несколько превышает величину $1.28 \cdot 10^6$ см/с, приведенную в работе [9], однако, учитывая широкий разброс экспериментальных данных в зависимости от метода измерения и вакуумных условий [7, 9], согласие с экспериментом удовлетворительное. Отметим, что потенциал плазмы и температура также соответствуют экспериментальным данным [10].

Таким образом, как показало численное моделирование, постановка задачи в виде (8)–(19) с исполь-

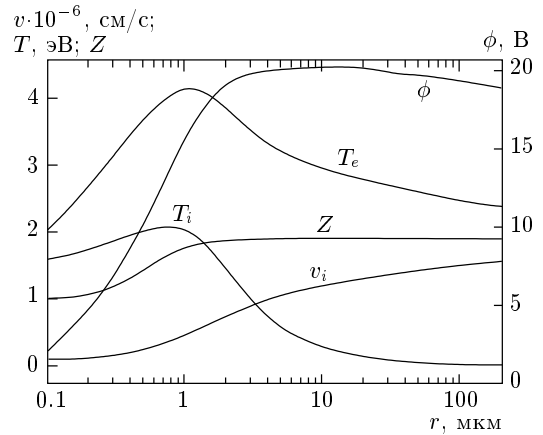


Рис. 2. Распределение параметров плазмы вдоль оси струи (двумерный расчет)

зованием типичных параметров эктонных процессов (ток ячейки пятна, размер источника плазмы) позволяет получить подробную информацию о физических процессах в дуговой плазме вблизи катода.

Согласно результатам численного моделирования, геометрия катодной плазменной струи оказалась близка к сферической. Тестовые расчеты с учетом и без учета собственного магнитного поля струи показали, что оно не оказывает заметного влияния на формирование струи. Сферически-симметричный разлет катодной плазмы существенно упрощает систему уравнений (8)–(19) и позволяет получить аналитические оценки ряда параметров плазмы.

3.2. Температура электронов

В непосредственной близости от катода плотность тока достаточно высокая, поэтому температура электронов растет за счет джоулева разогрева. Интенсивность выделения тепла уменьшается как r^{-4} , поэтому с увеличением расстояния от катода температура электронов убывает за счет работы сил давления, образуя характерный «горб» на расстояниях порядка микрона от поверхности катода. Непосредственно вблизи основания струи возникает отрыв электронной температуры от ионной (см. рис. 2). Отрыв быстро увеличивается по мере расширения. Это связано с резким уменьшением величины обменного члена (правая часть (12)), пропорционального концентрации и $T_e^{-3/2}$, что приводит к возникновению эффекта «убегания» электронной температуры.

В основании плазменной струи существует вы-

сокий градиент концентрации плазмы, поэтому процессы в этой области с достаточно высокой степенью точности можно описывать в предположении сферически-симметричного разлета плазмы. С учетом этого перепишем уравнение (14) для стационарной сферически-симметричной плазменной струи, пренебрегая потерями на ионизацию и обменом энергией с ионами:

$$v \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{2}{3} \frac{T_e}{r^2} \frac{\partial r^2 v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{3}{5} \beta_0\right) \frac{m_e}{\tau_{ei}} v^2 = \frac{2}{3n_e} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \gamma_0 \frac{n_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right). \quad (21)$$

Пренебрегая также пространственной производной скорости и полагая, что $n \propto r^{-2}$, $j \propto r^{-2}$ и $nur^2 = \text{const}$, получим

$$\frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{T_e}{r} - \frac{H \Lambda Z}{T_e^{3/2}} \frac{I}{r^2} = \frac{G}{IZ} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 T_e^{5/2} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right), \quad (22)$$

где H — константа ≈ 5 , G — константа ≈ 0.03 (если r в микронах, а температура в электронвольтах), I — полный ток в амперах. При малых r можно пренебречь членом в правой части (22) (теплопроводностью). Примем также, что кулоновский логарифм Λ есть константа, равная 5, тогда уравнение легко решается и решение его имеет вид

$$T_e(r) = \left(\frac{15 H \Lambda Z I (r^{7/3} - r_0^{7/3}) + 14 r_0^{9/3} T_0^{5/2}}{14 r^{10/3}} \right)^{2/5}. \quad (23)$$

При больших r зависимость $T_e(r)$ ведет себя как $r^{-2/5}$:

$$T_e(r) \approx \left(\frac{15}{14} \frac{H \Lambda Z I}{r} \right)^{2/5}, \quad (24)$$

и уже при $r > 10$ мкм $T_e(r)$ из (23) практически не зависит от начального условия. С другой стороны, при больших r главным членом в (22) становится теплопроводность. В этом случае $T_e(r)$ ведет себя как $r^{-2/7}$, аналогичное поведение температуры получено и в численном решении системы (8)–(19) при $r \geq 30$ мкм. Из рис. 3 видно, что формула (23) при $I = 3.2$ А, $Z = 1.8$ дает завышенный результат при малых r , что связано с пренебрежением обменом энергией с ионами и усреднением кулоновского логарифма. Учтем влияние изменения кулоновского логарифма. Выражение для него возьмем в виде [21]

$$\Lambda = 23.4 - 1.15 \lg n + 3.45 \lg T_e. \quad (25)$$

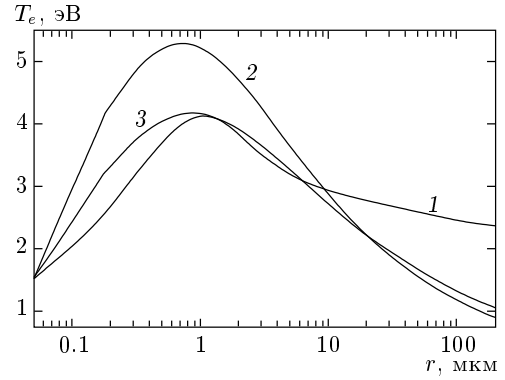


Рис. 3. Распределение электронной температуры: 1 — двумерный расчет; 2 — формула (23); 3 — формула (26)

В этом выражении пренебрежем изменением T_e (порядка 4 эВ) по сравнению с n . Тогда вместо выражения (23) будем иметь

$$T_e(r) = r^{-4/3} \left\{ r_0^{10/3} T_0^{5/2} + H I Z \left(3.06 (r^{7/3} - r_0^{7/3}) - 0.535 \left[r^{7/3} \ln \left(\frac{IZ}{r^2} \right) - r_0^{7/3} \ln \left(\frac{IZ}{r_0^2} \right) \right] \right) \right\}^{2/5}. \quad (26)$$

Из рис. 3 видно, что это выражение лучше описывает температуру при $r \leq 10$ мкм.

3.3. Ускорение ионов

Перепишем уравнения сохранения импульса (11) в виде уравнения движения для сферически-симметричной плазменной струи:

$$\frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial r} - \frac{1}{T'} \frac{\partial T'}{\partial r}, \quad T' = \frac{P}{n} = T_i + Z T_e, \quad (27)$$

где S — площадь сечения струи.

Оценим с помощью формулы (27) поведение ионной скорости при больших r . В этом случае можно пренебречь единицей в знаменателе, а в выражении для T' — ионной температурой, при этом в качестве T_e берем выражение (23). Результат интегрирования уравнения (27) в этом случае показан на рис. 4. Видно неплохое совпадение с результатами двумерного численного расчета. Решение (27) с температурой (23) при больших r приближенно равно

$$u(r) \approx 3.5 \sqrt{(H \Lambda I)^{2/5} Z^{7/5} m^{-1} \left(1 - \frac{1}{r^{2/5}} \right)}. \quad (28)$$

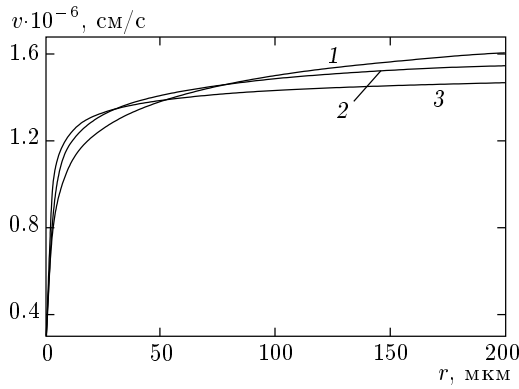


Рис. 4. Распределение ионной скорости: 1 — формула (28) при $T_e = 4.5$ эВ; 2 — двумерный расчет; 3 — формула (28) при T_e из (23)

При $I = 3.2$ А, $Z = 1.8$, $r = 200$ мкм, $\Lambda = 5$ скорость получается равной $1.46 \cdot 10^6$ см/с, а при численном расчете — $1.55 \cdot 10^6$ см/с. Полученное выражение для скорости при $r \rightarrow \infty$ имеет конечное предельное значение, равное $1.56 \cdot 10^6$ см/с. Таким образом, основной вклад в ускорение ионов вносит градиент электронного давления.

3.4. Средний заряд ионов

Зависимость среднего заряда плазмы от расстояния показана на рис. 2. Видно, что средний заряд ионов монотонно растет, а основные ионизационные процессы сосредоточены на расстоянии всего в два микрона. После пяти микрон реакции прекращаются совсем, наступает так называемая «закалка» ионного состава, который при дальнейшем разлете уже не меняется. Это связано с тем, что скорости реакций, как видно из (9), пропорциональны концентрации в первой (ионизация) и второй (рекомбинация) степенях. При расширении плазмы концентрация ее быстро уменьшается (на ранней стадии как r^{-3}), следовательно, уменьшается и скорость реакций, причем эффективнее «зарезается» рекомбинация. Ионы, получив высокий заряд в основании струи, где ионизацию можно считать практически равновесной, с высокой скоростью поступают в область медленных реакций. Но время для выравнивания заряда до равновесного для данной области больше, чем время пролета ионов. Таким образом, средний заряд плазмы струи существенно отличается от равновесного заряда, зависит от темпа набора скорости и не может однозначно отражать параметры плазмы в области катодного пятна, как это предполагалось в [11]. Для того чтобы показать это,

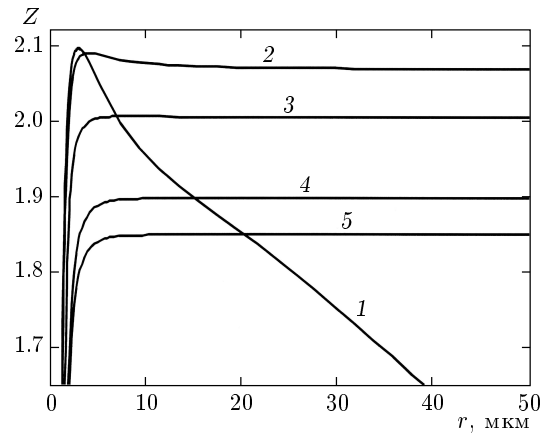


Рис. 5. Распределения среднего заряда ионов вдоль струи, полученные интегрированием системы (29) при разных значениях скорости u : 1 — $u = 0$, равновесная ионизация; 2 — $u = 10^5$ см/с; 3 — $u = 5 \cdot 10^5$ см/с; 4 — $u = 10^6$ см/с; 5 — формула (27) при T_e из (26)

решим следующую модельную задачу. Рассмотрим стационарную сферически расширяющуюся плазму, в которой происходят реакции с одно-, двух- и трехзарядными ионами, тогда уравнения (9) примут вид

$$\begin{aligned} u \frac{\partial c_1}{\partial r} &= -\alpha_{12} c_1 n_e + \beta_{21} c_2 n_e^2, \\ u \frac{\partial c_3}{\partial r} &= \alpha_{23} c_2 n_e - \beta_{32} c_3 n_e^2, \\ c_2 &= 1 - c_1 - c_3, \quad n_e = n_0 \frac{r_0^2}{r^2} (2 + c_3 - c_1). \end{aligned} \tag{29}$$

Поскольку основные реакции происходят в непосредственной близости от катода, температуру электронов возьмем в виде (26). Пусть $n_0 = 10^{20}$ см $^{-3}$, $r_0 = 1$ мкм, а скорость u будем варьировать. Результат расчета показан на рис. 5. Видно, что средний заряд плазмы струи значительно отличается от равновесного значения и зависит от скорости ионов.

3.5. Распределение потенциала

В работе [22] утверждалось, что прикатодная плазма не в состоянии пропустить высокую плотность тока ($\sim 10^8$ А/см 2) при типичных значениях катодного падения потенциала на уровне 10–30 В. Этот вывод был сделан только на основе анализа омического члена в обобщенном законе Ома (19), что не отражает реальной ситуации, в которой существенную роль играет градиент давления плазмы.

Распределение потенциала, полученное путем численного решения системы уравнений (8)–(19), по-

казано на рис. 2. Основная особенность в поведении потенциала — это наличие максимума на расстоянии порядка 20 мкм от катода. Следует отметить, что это не горб потенциала высотой в несколько десятков вольт, существование которого предполагалось авторами [2]. Высота максимума потенциала в нашем случае порядка единиц вольт. Покажем, что его возникновение обусловлено противодействием омического и градиентного членов в обобщенном законе Ома (19). Перепишем уравнение (19) для сферически-симметричного случая, оставив только эти члены:

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{Z}{\sigma_0 T_e^{3/2}} \frac{I}{r^2} + r^2 \frac{\partial r^{-2} T_e}{\partial r}. \quad (30)$$

В предположении о постоянстве T_e интеграл (30) равен

$$\phi = \frac{ZI}{\sigma_0 T_e^{3/2}} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) - 2T_e \ln \frac{r}{r_0}. \quad (31)$$

Первый (омический) член ограничен при $r \rightarrow \infty$, а второй (градиентный) член неограниченно растет, что неизбежно приведет к образованию горба. Физически это означает, что электронный ток, вызванный градиентом давления, превышает заданный ток струи, что приводит к возникновению в плазме электрического поля, тормозящего электроны. Зависимость потенциала, вычисленная по (31) при $T_e = 4.5$ эВ, $Z = 1.8$, $I = 3.2$ А, показана на рис. 6 (кривая 2). Видно, что после перегиба потенциал, в соответствии с (31), неограниченно уменьшается. Однако легко показать, что зависимость $T_e(r)$ вида r^k при $0 > k > -2/3$ приведет к стабилизации потенциала. Действительный ход температуры укладывается в эти рамки. На рис. 6 (кривая 3) приведена зависимость потенциала, полученная при подстановке в (30) температуры в виде (23), она близка к зависимости, полученной с помощью двумерного расчета (рис. 6, кривая 4). Величина потенциала при $r \rightarrow \infty$ конечна и равна 17.4 В, что близко к значению катодного падения потенциала (16 В), приведенному в [14].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов проведенного теоретического исследования эктонных процессов в вакуумных дугах позволяет предложить следующий механизм формирования параметров ионного потока в вакуумных дугах. Концентрирование энергии за счет джоулева разогрева в микрообъемах на поверхности катода приводит к их взрывообразному разрушению. Вещество катода за короткие времена

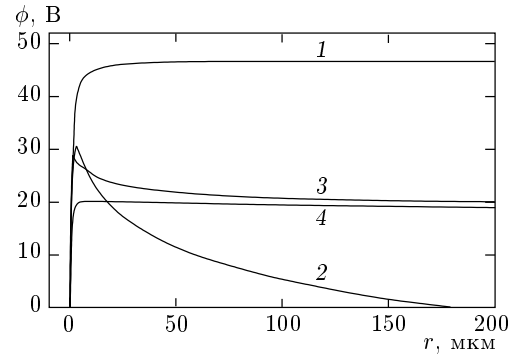


Рис. 6. Распределение потенциала вдоль струи: 1 — формула (31) при $T_e = 4.5$ эВ без учета градиентного члена; 2 — формула (31) при $T_e = 4.5$ эВ с учетом градиентного члена; 3 — результат интегрирования (30) с T_e из (23); 4 — двумерный расчет

(~ 1 нс) последовательно проходит конденсированное состояние, стадии неидеальной и идеальной плазмы. В основании плазменной струи плотность тока достаточно высокая, и вещество катода продолжает разогреваться и после перехода в плазменное состояние. Джоулева энергия, выделяемая на этой стадии, — это кинетическая энергия электронов, приобретаемая в электрическом поле. Часть этой энергии затрачивается на ионизацию и разогрев ионов. Ионизационные процессы происходят в узкой области порядка микрона вблизи катода, и в дальнейшем ионизационный состав плазмы не меняется. Под действием градиента электронного давления ионы уже на расстояниях в несколько микрон приобретают направленные скорости на уровне 10^6 см/с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-INTAS (грант № 97-0663) и РФФИ (грант № 99-02-18234).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Tanberg, *Phys. Rev.* **35**, 1080 (1930).
2. А. А. Плютто, В. В. Рыжков, А. Т. Капин, *ЖЭТФ* **47**, 494 (1964).
3. Г. М. Кассиров, Г. А. Месяц, *ЖТФ* **34**, 1476 (1964).
4. G. A. Mesyats, in *Proc. X Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Inv. pap., Oxford (1971), pt. 2, p. 333.
5. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).

6. G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky, *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*, Springer-Verlag, Berlin (1989).
7. Г. А. Месяц, *Эктоны в вакуумном разряде: пробой и скра, дуга*, Наука, Москва (2000).
8. I. G. Brown, B. Feinberg, and J. E. Galvin, *J. Appl. Phys.* **63**, 4889 (1988).
9. G. Yu. Yushkov, E. M. Oks, A. Anders, and I. G. Brown, *J. Appl. Phys.* **88**, 5618 (2000).
10. *Handbook of Vacuum Arc: Science and Technology*, ed. by R. L. Vohman, P. J. Martin, and D. M. Sanders, Noyes Publication, Park Ridge (1995).
11. A. Anders, *Phys. Rev. E* **55**, 969 (1997).
12. Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Прокурковский, *УФН* **139**, 265 (1983).
13. В. Ф. Пучкарев, Д. И. Прокурковский, А. М. Мурзакаев, *ЖТФ* **57**, 1224 (1987); *ЖТФ* **58**, 88 (1988).
14. И. Г. Кесаев, *Катодные процессы электрической дуги*, Наука, Москва (1968).
15. B. Juttner, *Beitr. Plasma Phys.* **19**, 25 (1979).
16. C. W. Kimblin, *J. Appl. Phys.* **44**, 3074 (1973).
17. J. E. Daalder, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8**, 1647 (1975).
18. В. Е. Зиновьев, *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах (Справочник)*, Металлургия, Москва (1989).
19. I. G. Brown, *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 3061 (1995).
20. В. В. Лоскутов, А. В. Лучинский, Г. А. Месяц, *ДАН СССР* **271**, 1120 (1983).
21. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы* **1**, 183 (1963).
22. М. П. Зекцер, В. И. Раховский, *ДАН СССР* **276**, 86 (1984).