

НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДУГ

Г. Ю. Даутов, М. Ф. Жуков

(Новосибирск)

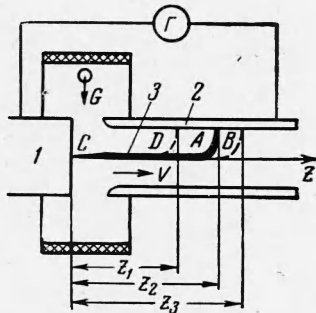
§ 1. Стабилизированные дуги в рабочих камерах плазматронов постоянного тока. 1°. Известно, что если участок дуги располагается перпендикулярно вектору скорости потока неэлектропроводного газа, то он сносится потоком в направлении течения [1]. Радиальный участок дуги в плазматроне, схема которого показана на фиг. 1, находится в аналогичных условиях. Однако, как показывает практика, если длина электрода 2 достаточно большая, дуга не выходит за пределы рабочей камеры и не угасает. Для выяснения причины такого факта рассмотрим последовательные состояния дуги.

Поступающий в рабочую камеру газ по мере движения вдоль канала и дуги нагревается, в результате чего диаметр положительного столба дуги, расположенного по оси z , возрастает. Однако вследствие интенсивного охлаждения электрода 2 положительный столб не может расширяться до стенки рабочей камеры, между ними всегда находится слой практически неэлектропроводного газа. В этой зоне происходят процессы, играющие решающую роль в механизме установления длины дуги. Наиболее важными из них являются ионизация газа ударами электронов, ускоряемых в электрическом поле, возбуждение частиц вследствие высоких температур, фотоионизация и возбуждение нейтральных частиц под действием излучения дуги. Все эти факторы значительно повышают электрическую прочность газа [2,3] и создают благоприятные условия для пробоя между положительным столбом и электродом 2.

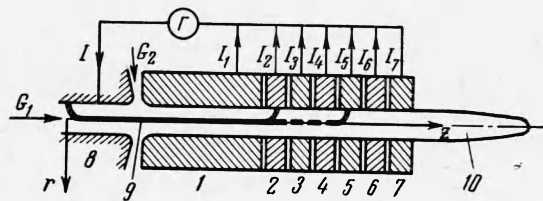
Примем условно потенциал электрода 1 за нуль. В этом случае потенциал электрода 2 будет равен U_g . Обозначим потенциал дуги в произвольном фиксированном

сечении z через $U_g(z)$. Тогда в сечении z между положительным столбом и электродом 2 существует разность потенциалов

$$\Delta U(z) = U_g - U_g(z) \quad (1.1)$$



Фиг. 1. Последовательные состояния дуги в рабочей камере. 1 и 2 — электроды, 3 — дуга, Г — источник электрической энергии, v — направление движения газа

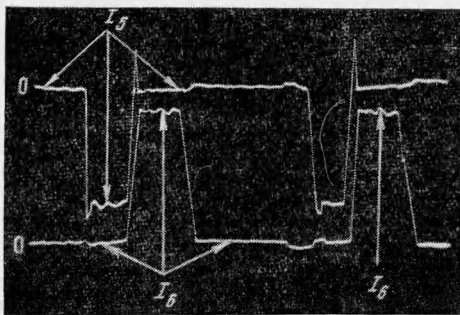


Фиг. 2. Схема плазматрона с секционированным катодом. 1—7 — секции катода, 8 — анод, 9 — дуга, 10 — поток нагреваемого газа, G_1 и G_2 — подача газа, Г — источник питания

Пусть в данный момент опорное пятно дуги находится в «точке» А. По мере удаления опорного пятна от точки А длина дуги и потенциал электрода 2 увеличиваются. В результате этого также возрастает $\Delta U(z)$. Однако $\Delta U(z)$ не может возрасти неограниченно. Как только в каком-нибудь сечении $\Delta U(z)$ станет равной потенциалу пробоя, между положительным столбом и электродом 2 произойдет пробой и образуется новый проводящий канал. Предположим, что пробой произошел в сечении z_1 в тот момент, когда опорное пятно дуги находилось в точке В. Вследствие образования нового более короткого радиального участка дуги прежний проводящий канал, находящийся между сечениями z_1 и z_3 и имеющий большее электрическое сопротивление, угасает. Вновь образованный радиальный участок дуги также сносится потоком, и при достижении им сечения z_3 вновь происходит очередной пробой (шунтирование). Благодаря таким периодически повторяющимся пробоям между положительным столбом и электродом 2 происходит ограничение длины дуги.

Описанный механизм шунтирования дуги был проверен на плазматроне с секционированным выходным электродом-катодом, показанным на фиг. 2. На фиг. 3 приведены типичные осциллограммы токов I_5 и I_6 , проходящих через две соседние (пятую и шестую) секции катода толщиной по 8 мм. Эти осциллограммы сняты одним двулучевым осциллографом ОК-17М. В момент, когда опорное пятно дуги еще не дошло до рассматриваемых секций, токи отсутствуют. Потом ток через пятую секцию

скачкообразно возрастает (отклонение линии I_5 вниз) до максимального значения. Через некоторое время ток I_5 , проходивший через пятую секцию, исчезает, но зато появляется в шестой секции (отклонение линии I_6 вверх). Затем ток I_6 также исчезает, и приблизительно через 75 мксек весь этот процесс вновь повторяется. В проведенных экспериментах одновременно измерялись мгновенные значения токов через шесть секций. Многочисленные осциллограммы, аналогичные приведенным на фиг. 3, показали, что катодное пятно, перемещаясь в направлении движения потока, поочередно переходит с одной секции на другую. После удаления пятна на расстояние, равное толщине нескольких секций, выше по потоку путем пробоя появляется новый канал (крупномасштабное шунтирование), что подтверждается повторным появлением тока на осциллограммах фиг. 3. Все это доказывает высказанную выше гипотезу о механизме становления дуги. Так как газ представляет собой вязкую среду, его скорость непосредственно у стенки равна нулю. С удалением от стенки скорость газа возрастает. В силу этого можно ожидать, что и дуга деформируется в соответствии с профилем скоростей, т. е. принимает вид петли, показанной на фиг. 4. В связи с этим возможно так называемое мелкомасштабное шунтирование путем пробоя между точками D и F . Механизм образования нового и угасания старого канала аналогичен вышеописанному.



Фиг. 3. Осциллограммы токов через пятую и шестую секции. Длительность развертки равна 250 мксек, ток 90 а, расход воздуха 10.2 гсек^{-1}

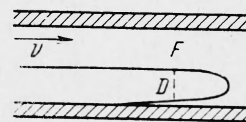
Явление шунтирования дуги в плазматронах с водяной стабилизацией дуги было отмечено в работе [4]. Исследования дуг с газовой стабилизацией, выполненные независимо другими авторами и иными методами, также указывают на наличие вышеописанного механизма шунтирования [5-7].

В наших экспериментах при среднемассовой скорости газа $850-900 \text{ м сек}^{-1}$ осевая составляющая скорости движения катодного пятна, определенная как отношение толщины секции к времени нахождения пятна на секции, составляла примерно 180 м сек^{-1} . Такое различие в скоростях объясняется шунтированием петли (фиг. 4). Аналогичное явление шунтирования петли при движении дуги в узких щелях было замечено рядом авторов [8].

Приведенные осциллограммы показывают, что горение дуги постоянного тока в рабочей камере плазматрона является нестационарным процессом. Крупномасштабное шунтирование вызывает изменения длины дуги и крупномасштабные пульсации тока и напряжения. Кроме того, из осциллограмм видно, что за время нахождения пятна дуги на одной секции происходят колебания тока малого масштаба с частотой порядка 10^5 гц .

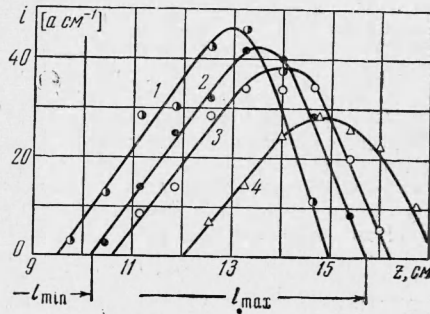
Пульсации параметров потока и длины дуги приводят к некоторому статистическому распределению частоты пробоев по длине катода. Поэтому плотность тока (под плотностью тока здесь понимаем отношение силы тока через секцию, осредненную по времени, к толщине секции) распределяется по длине канала в соответствии с показанными на фиг. 5 графиками. За точку $z = 0$ принято сечение, в котором располагалось анодное пятно (фиг. 2). Графики показывают, что при прочих равных условиях с ростом силы тока максимальная и минимальная длины дуги l_{\max} и l_{\min} уменьшаются. В этом заключается одна из причин резкого уменьшения падения потенциала на дуге с ростом тока в обычных плазматронах при относительно малых токах. Эксперименты также показали, что характер распределения эрозии материала катода соответствует распределению осредненной плотности тока. Поэтому можно утверждать, что при данных параметрах дуги и расхода газа эрозия катода происходит из-за больших тепловых потоков через катодное пятно, а не за счет теплоотдачи от потока нагретого газа.

Крупномасштабное шунтирование дуги приводит к ограничению падения потенциала на дуге. Падение потенциала не удается поднимать выше этого предела, если даже при этом источник питания в состоянии поддерживать горение дуги с более высоким падением потенциала. Таким образом, вкладываемая в поток мощность и температура нагреваемого газа ограничиваются из-за пробоя между положительным полюсом дуги и стенкой рабочей камеры.

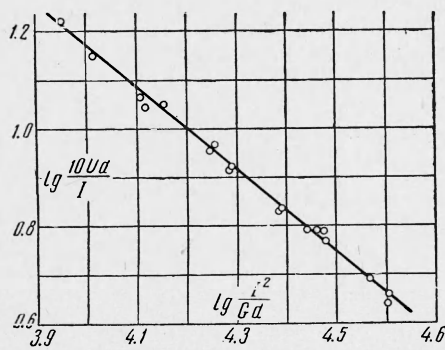


Фиг. 4. Картина движения радиального участка дуги

Рассмотрим схему однокамерного плазматрона, где рабочей камерой служит цилиндрический канал, состоящий из катода, межэлектродной вставки и изолятора. Если расстояние между электродами a мало, т. е. $a < l_{\min}$, межэлектродная вставка не оказывает влияния на режим горения дуги. Для краткости такие электродуговые подогреватели будем называть плазматронами с неуправляемой длиной дуги. Обозначим минимальную длину дуги в таких плазматронах через a_* . Если $a > a_*$, то, меняя размер a , сможем также регулировать в некотором интервале минимальную длину дуги. В этом случае a является одним из независимых параметров, определяющих режим работы плазматрона. В зависимости от назначения плазматрона или его принципиальной схемы межэлектродная вставка может быть выполнена самым разнообразным образом, например из изолятора, металла с подачей в нужном месте защитного холодного газа или же может представлять собой промежуток между электродами, заполненный газом, и т. д. Когда вставка отсутствует, в сечениях $z < a_*$ можно искусственно создавать условия пробоя между положительным столбом и катодом и организовать тем самым горение более короткой дуги. В общем случае геометрия цилиндрической рабочей камеры определяется двумя размерами: a и d . Такие подогреватели назовем плазматронами с независимой длиной дуги. В работах [9, 10] путем использования межэлектродной вставки регулировали свойства дуги и потока нагреваемого газа. Изменение длины дуги влечет за собой качественное и количественное изменение характеристики дуги. Так, например, при расходе аргона 0.695 г сек^{-1} и $d/a = 0.221$ вольт-амперная характеристика дуги — восходящая, и дуга устойчиво горит без балластного сопротивления. При том же расходе аргона и $d/a = 0.695$ вольт-амперная характеристика — падающая [10].



Фиг. 5. Осредненное распределение плотности тока по длине катода. Внутренний диаметр катода 1 см, $G = 14 \text{ г сек}^{-1}$; кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям силы тока $I = 14.7, 139, 127, 95 \text{ а}$



Фиг. 6. Обобщенная вольт-амперная характеристика дуги в воздухе

2°. Считая давление близким к атмосферному, будем пренебрегать вкладом излучения в энергетический баланс дуги [11]. Среда в рабочей камере представляет собой смесь молекул исходного газа, вновь образованных молекул, атомов, ионов и электронов. Существенными для процесса горения дуги параметрами, определяющими физические свойства такой смеси, являются следующие величины: масса молекул исходного газа m_a , масса электрона m_e , массы вновь образованных молекул, атомов и ионов m_i ($i = 1, 2, \dots, n$), потенциал ионизации исходного газа U , потенциалы ионизации, диссоциации и возбуждения вновь образованных частиц и молекул исходного газа U_j ($j = 1, 2, \dots, m$), сечение столкновения молекул исходного газа с молекулами того же сорта Q_a и электронами Q_{ae} , сечения для всех остальных столкновений Q_k ($k = 1, 2, \dots, q$), заряд электрона e , теплоемкость исходного газа c_v , магнитная проницаемость ν . Кинематику движения газа зададим проекциями вектора скорости его макроскопического движения v_z и v_ϕ . Для определения режима горения дуги необходимо еще задать силу тока I , температуру внутренней стенки канала T_R , температуру газа на входе в рабочую камеру T_b , характерное статическое давление p и проекции вектора напряженности внешнего магнитного поля H_z, H_ϕ, H_r . Пренебрегая относительно небольшим изменением катодного и анодного падений потенциалов U_k и U_a в зависимости от силы тока, их также можно включить в систему определяющих параметров. Работа выхода электронов из электродов ϕ также является независимой величиной, играющей большую роль в механизме потерь тепла через опорное пятно дуги. Если размерность температуры принять за первичную размерность, то в систему определяющих параметров необходимо включить постоянную Больцмана k . Будем считать, что длина рабочей камеры равна максимальной длине дуги и характеризуется двумя размерами — a и d .

Таким образом, процесс определяется $(m + n + q + 23)$ независимыми величинами, размерности которых могут быть составлены из четырех первичных размерностей. В соответствии с П-теоремой теории размерностей из этих величин можно составить $(m + n + q + 19)$ независимых безразмерных степенных комбинаций.

Возьмем простейшие комбинации

$$\begin{aligned} \frac{m_e}{m_a}, \frac{m_i}{m_a} (i = 1, 2, \dots, n), \frac{Q_{ae}}{Q_a}, \frac{Q_k}{Q_a} (k = 1, 2, \dots, q), \frac{U_j}{U} (j = 1, 2, \dots, m) \\ \frac{U_a}{U}, \frac{U_k}{U}, \frac{\varphi}{U}, \frac{eU}{kT_R}, \frac{v_z^2}{c_v T_R}, \frac{k}{c_v m_a}, \frac{I^2 Q_{ae} a}{d^4 v_z e^2 p} (m_e k T_R)^{0.5}, \frac{v H^2}{p}, \frac{H_\phi}{H_z}, \frac{H_r}{H_z} \\ \frac{d v_z v e^2}{Q_{ae} (m_e k T_R)^{0.5}}, \frac{d k Q_a}{k T_R}, \frac{k T_R}{e p^{0.5} d}, \frac{Q_a^{1.5} p}{k T_R}, \frac{T_b}{T_R}, \frac{v_\phi}{v_z}, \frac{d}{a} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Все остальные безразмерные параметры, характеризующие рассматриваемый процесс, являются функциями безразмерных комбинаций (1.2), являющихся критериями подобия.

Безразмерные величины (1.2) для различных газов различны, и поэтому в общем случае разряды в различных газах неподобны. В дальнейшем будем рассматривать дуги, горящие в газах одного рода. В этом случае критерии

$$m_e / m_a, m_i / m_a, Q_{ae} / Q_a, Q_k / Q_a, U_j / U, k / c_v m_a$$

будут постоянными величинами, и из рассмотрения их можно исключить.

Считая, что процессы в плазматроне описываются системой уравнений магнитной гидродинамики и условиями пробоя газа, критериям подобия придадим такие формы, которые получаются при рассмотрении этих уравнений.

Если воспользоваться выражением для электропроводности

$$\sigma = e^2 Q_{ae}^{-1} x (3 m_e k T)^{-0.5}$$

критерий $d v_z v e^2 Q_{ae}^{-1} (m_e k T_R)^{-0.5}$ можно представить в виде $\sqrt[3]{3} x^{-1} R_m$: здесь x — степень ионизации газа, R_m — магнитное число Рейнольдса.

Число R_m характеризует влияние движущейся электропроводной среды на магнитное поле [12]. Можно показать, что

$$k (c_v m_a)^{-1} = \gamma - 1, \quad v_z^2 (c_v T_R)^{-1} = \gamma (\gamma - 1) M^2$$

Здесь M — число Маха, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Критерий $d p Q_a (k T_R)^{-1}$ равен обратному значению числа Кнудсена K . Для дальнейших выводов используем комбинацию критериев

$$d p Q_a (k T_R)^{-1}, \quad m_a v_z^2 (k T_R)^{-1}$$

в виде

$$d p Q_a (k T_R)^{-1.5} (m_a v_z^2)^{0.5}$$

которая пропорциональна числу Рейнольдса R .

Если v_z выразить через секундный массовый расход газа G , то критерий

$$I^2 Q_{ae} a (d^4 v_z e^2 p)^{-1} (m_e k T_R)^{0.5}$$

можно записать в виде

$$c_1 I^2 a (G d^2)^{-1}, \quad c_1 = \pi m_a Q_{ae} m_e^{0.5} (k T_R)^{-0.5} (4 e^2)^{-1}$$

Используя выражения для электропроводности и теплоемкости газа, можно показать, что этот критерий пропорционален отношению мощности дуги к внутренней энергии секундного расхода газа G при характерной температуре T_R .

Величина $k T_R (e p^{0.5} d)^{-1}$ пропорциональна отношению дебаевской длины экранирования к диаметру канала. И, наконец, критерий $Q_a^{1.5} p (k T_R)^{-1}$ равен отношению суммы объемов молекул газа к объему, в котором они находятся. Остальные критерии довольно просты, и их физический смысл очевиден.

3°. Анализ исходных критериев (1.2) показывает, что полное подобие дуг в рабочих камерах различных размеров не осуществимо. С целью выбора безразмерных комплексов, учитывающих только наиболее существенные интегральные энергетические свойства дуги и потока, сократим число критериев до минимума с учетом особенностей горения дуг в плазматронах указанной схемы. Для этого сделаем следующие допущения.

(1). $R_m \ll 1$, т. е. влиянием потока на магнитное поле можно пренебречь. Это условие для плазматронов выполняется с высокой степенью точности. Так, например: $R_m = 1.11 \cdot 10^{-3}$ при $\sigma = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$, $v = 10^5 \text{ см сек}^{-1}$, $d = 1 \text{ см}$, $v = 1.11 \cdot 10^{-21} \text{ сек}^2 \text{ см}^{-2}$.

(2). Кинетической энергией потока по сравнению с его тепловой энергией можно пренебречь. Например, для азота при $T=7500^\circ\text{K}$ и скорости движения 10^5 см сек^{-1} кинетическая энергия потока составляет не более 2% его тепловой энергии.

(3). Газ идеальный.

(4). Температуры стенок сравниваемых плазматронов одинаковы (обычно электроды плазматронов рассматриваемого типа делают из металлов и с целью предотвращения эрозии интенсивно охлаждают, температуры электродов ниже температуры плавления и изменение их находится в узком интервале).

(5). Температуры газа на входе сравниваемых плазматронов одинаковы.

(6). Одноименные электроды сравниваемых плазматронов изготовлены из одинаковых материалов и имеют одинаковую полярность подключения к сети.

(7). Изменением дебаевского радиуса экранирования на энергетический баланс дуги можно пренебречь.

(8). Для сравниваемых плазматронов условие $v_\phi v_z^{-1} = \text{idem}$ выполняется.

(9). Внешние магнитные поля отсутствуют.

При выполнении этих условий критерии

$$U_a / U, U_k / U, eU / kT_R, T_b / T_R \text{ и } v_\phi / v_z$$

вырождаются в постоянные величины, а критерии

$$R_m, kT_R (ep^{0.5}d)^{-1}, Q_a^{1.5}p (kT_R)^{-1}$$

можно отбросить как несущественные.

Таким образом, безразмерные величины, определяющие свойства дуги и потока, являются функциями критериев

$$K_1'' = \frac{c_1 a I^2}{d^2 G}, \quad K_2 = \frac{d}{a}, \quad R = c_2 \frac{G}{d}, \quad K = \frac{c_3}{dp} \quad (1.3)$$

Здесь c_1, c_2, c_3 — размерные постоянные. Безразмерный комплекс K_1'' в виде

$$f_1 = \pi d^2 b a E^2 (4c_p G)^{-1}$$

был приведен в работе [13]. Здесь $\sigma = bT_1$, T_1 — температура, c_p теплоемкость газа при постоянном давлении. Легко показать, что f_1 представляет лишь видоизмененную форму K_1''

$$f_1 = \left(\frac{\pi d^2 b T_1 E}{4} \right)^2 \frac{4a}{\pi c_p T_1 G d^2 b} \sim \frac{I^2 a}{c_p b T_1^2 G d^2} = \frac{c' a I^2}{G d^2}$$

В частном случае, когда геометрия камеры определяется одним размером d , лучше пользоваться комбинацией¹ критериев K_1'' и K_2 в виде $K_1' = c_1 I^2 (Gd)^{-1}$.

Более подробно рассмотрим случай, когда число Кнудсена постоянно и число Рейнольдса меняется в очень узком диапазоне. Обработка экспериментальных материалов показала, что в этом случае характеристики дуги удовлетворительно обобщаются при помощи критериев K_1' и K_2 , т. е. приближенное подобие дуг определяется условиями $K_1' = \text{idem}$ и $K_2 = \text{idem}$.

Безразмерное падение потенциала на дуге u_g представим в виде

$$u_g = \frac{U_g d}{I} \varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{e^2}{Q_{ae}} (m_e k T_R)^{-0.5} \quad (1.4)$$

В соответствии с предположением о T_R , размерные коэффициенты c_1 и ε являются постоянными величинами. Поэтому зависимость $u_g = u_g(K_1', K_2')$ можно заменить более простым выражением

$$\frac{U_g d}{I} = f(K_1, K_2), \quad K_1 = \frac{I^2}{Gd} \quad (1.5)$$

На фиг. 6 приведена обобщенная таким способом вольт-амперная характеристика, объединяющая данные работы [14].

Из фиг. 6 видно, что обобщенная характеристика достаточно хорошо описывается формулой вида

$$\lg \frac{U_g d}{I} = \alpha - \beta \lg \frac{I^2}{Gd} \quad (1.6)$$

В таблице приведены значения α и β , полученные из обработки экспериментальных материалов методом наименьших квадратических ошибок.

Когда число Рейнольдса меняется в широком диапазоне, необходимо учитывать его влияние на обобщенные характеристики дуги. Так, например, обработка экспе-

¹ В работе [21], которая появилась после сдачи статьи в печать, критерий K_1' получен в несколько другом виде.

риментальных данных [10] показала возможность представления обобщенной вольт-амперной характеристики с учетом изменения R в виде

$$\lg \frac{U_{gd}}{I} = \alpha - \beta \lg \frac{I^2}{Gd} - \theta \lg \frac{G}{d}$$

Величины α , β и θ приведены в таблице.

(Типы плазмотронов: 1 — однокамерный со специальной стабилизацией катодного пятна; 2 — двухкамерный, прямая полярность; 3 — двухкамерный, обратная полярность; 4 — двухкамерный с межэлектродной вставкой, $K_2 = 0.057$, обратная полярность; 5 — однокамерный с межэлектродной вставкой, $K_2 = 0.221$, прямая полярность)

Среда	α	β	θ	Тип	d , см	G , г сек ⁻¹	I , а
Воздух	3.500	0.853	—	1	1	1—3	100—300
Воздух	2.940	0.761	—	2	1	8—15	60—150
Воздух	2.792	0.655	—	3	1	8—15	60—150
Воздух	2.583	0.567	—	4	1	8—12	60—120
Аргон	1.56	0.456	0.225	5	0.8	0.346—2.11	60—180

На наш взгляд, следует более подробно рассмотреть влияние числа Кнудсена на свойства дуги. Как известно из исследований Пашена [2], потенциал пробоя газа является функцией числа Кнудсена. Поэтому длина дуги, а также ее другие свойства должны зависеть от этого числа. Однако в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные в широком диапазоне изменения числа Кнудсена.

4°. Рассмотрим случай, когда конвективным переносом тепла по сравнению с его переносом за счет теплопроводности можно пренебречь. Такие дуги реализуются в высокотемпературных плазмотронах, предназначенных для исследований свойств плазмы [15]. В этом случае практически вся подводимая энергия отводится за счет обычной теплопроводности в радиальном направлении (число Рейнольдса мало и турбулентное перемешивание отсутствует), т. е. имеет место цилиндрическая дуга. Для цилиндрической дуги при малой степени ионизации с учетом физических свойств газа критерии подобия записываются в виде [16]

$$K_3 = \frac{\xi d^2 E^2 Q_a m_a^{0.5}}{Q_{ae} p^{0.5} T_R^{0.75}}, \quad K_4 = \frac{U}{k T_R} \quad (1.7)$$

Здесь ξ — постоянный размерный коэффициент. Так как величины T_R , E и d недостаточны для однозначного определения задачи [17], для выделения подобных процессов необходимо задать еще одно условие. Таким условием является одинаковость знаков dE/dI для сравниваемых процессов. Когда рассматриваются дуги в газах одного рода, постоянные размерные величины можно отбрасывать, и условие подобия будет

$$K_3' = d^2 E^2 p^{-0.5} = \text{idem}$$

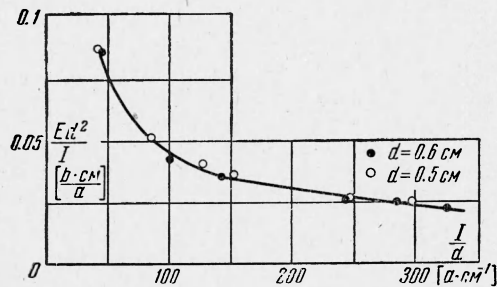
При этом также соблюдается условие $I p^{0.5} / E d^2 = \text{idem}$; это вытекает из

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma r dr \quad (1.8)$$

Поэтому условию подобия можно придать вид $IE = \text{idem}$ или $I d^{-1} p^{0.25} = \text{idem}$ (при этом подразумевается выполнение условия $T_R = \text{idem}$). Условие подобия в форме $IE = \text{idem}$ известно из ряда работ [11].

На фиг. 7 приведена обобщенная вольт-амперная характеристика дуги при малых расходах аргона, построенная по данным работы [15]. Экспериментальные данные получены при одинаковых давлениях в рабочей камере, поэтому при построении обобщенной характеристики давление не учитывалось.

Необходимо отметить, что обобщение характеристик дуг в инертных газах без учета излучения справедливо лишь при небольших давлениях, токах и диаметрах канала, так как с ростом их роль излучения становится существенной.



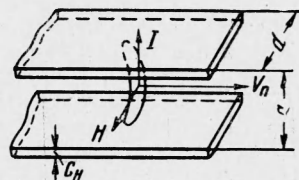
Фиг. 7. Обобщенная вольт-амперная характеристика дуги в аргоне

§ 2. Движение дуги в магнитном поле. Рассмотрим кратко применение критериев подобия (1.2) к описанию свойств дуги, движущейся в невозмущенном газе между параллельными электродами под действием поперечного магнитного поля (фиг. 8). Отличие этой задачи от предыдущей заключается в том, что в данном случае скорость движения дуги относительно среды и скорость движения среды, обусловленная движением дуги, являются определяемыми параметрами. Поэтому из системы критериев безразмерные комбинации $v_z^2 / c_v T_R$, v_φ / v_z нужно исключить. Из остальных критериев v_z может быть исключена умножением или делением их на комплекс

$$v_z^2 / c_v T_R, dv_z v e^2 (m_e k T_R)^{-0.5} Q^{-1}_{ae}$$

Будем считать, что сравниваемые дуги горят в газах одного и того же химического состава и условия в межэлектродном промежутке таковы, что допущения § 1, за исключением пункта (9), справедливы и в данном случае. Тогда условия приближенного подобия запишутся в виде

$$\begin{aligned} K = \text{idem}, \quad \frac{I}{aH} = \text{idem} \\ \frac{vH^2}{p} = \text{idem}, \quad \frac{d}{a} = \text{idem} \end{aligned} \quad (2.1)$$



Фиг. 8. Движение дуги между параллельными электродами

Здесь критерий I / aH получен из комбинации безразмерных комплексов (1.2) и пропорционален отношению собственного магнитного поля дуги к внешнему магнитному полю. Критерий I / aH также может быть получен непосредственно из уравнений Максвелла.

При фиксированной температуре поверхности электродов тепловые явления, происходящие внутри электродов, практически не отражаются в межэлектродном пространстве. Кроме того, влияние толщины электродов, связанное с распределением тока в них, косвенно учитывается в величине H , так как здесь H является напряженностью магнитного поля, внешнего по отношению к дуге. Поэтому отношение a / c_H в число критериев не включено. Предположение о T_R накладывает ограничение на область применимости критериев (2.1): они применимы только в той области, где испарением и плавлением электродов можно пренебречь и между ними отсутствуют металлические мостики. Безразмерные величины, характеризующие дугу, являются функциями критериев (2.1).

Безразмерную скорость движения дуги V_n представим в виде $av_n \rho^{0.5} I^{-1} v^{-0.5}$. На фиг. 9 показана зависимость безразмерной скорости от критерия $K_5 = I / aH$, объединяющая данные работы [18]. Опыты, изложенные в работе [18], проведены при атмосферном давлении, и поэтому изменение H приводит к изменению критерия vH^2 / p . Однако из фиг. 9 видно, что в данном диапазоне изменения величин I и H безразмерная скорость слабо зависит от критерия vH^2 / p . Пренебрегая этим слабым влиянием, при $K = \text{const}$ можно построить одну общую зависимость вида

$$V_n = \Phi \left(\frac{I}{aH} \right) \quad (2.2)$$

Если поле H создается индуктивностями, последовательно включенными с дугой, то критерий I / aH при $a = \text{const}$ вырождается в постоянную величину. Отсюда вытекает, что зависимость скорости движения дуги от тока должна быть линейной. Такое положение хорошо известно из исследований дуги отключения [1].

Фиг. 9. Зависимость безразмерной скорости движения дуги от $\psi = \lg 1000 I / aH$

Как видно из изложенного, для установления этого факта, исходя из теории размерностей, не требуются какие-либо дополнительные предположения о форме и размерах поперечного сечения дуги и распределении плотности тока.

Более точная формула для расчета v_n должна учитывать зависимость V_n от критерия vH^2 / p и может быть получена путем обработки тех же экспериментальных материалов. Однако, исходя из вышеизложенного, можно сказать, что для приближенного моделирования скорости движения дуги достаточно выполнение условий $I (aH)^{-1} = \text{idem}$, $da^{-1} = \text{idem}$. В настоящее время экспериментальных материалов по определению напряжения дуги, движущейся в магнитном поле, очень мало и недостаточно для обобщения в критериальной форме.

§ 3. Свободная дуга. Будем считать, что сравниваемые дуги горят в невозмущенном газе заданного состава и температуры T_R при соблюдении следующих условий:

(а) Давление близко к атмосферному и влиянием излучения на энергетический баланс дуги можно пренебречь.

(б) Одноименные электроды изготовлены из одинаковых материалов и выполняется условие

$$d_k/a = \text{idem}, \quad d_a/a = \text{idem}$$

где d_k и d_a — диаметры катода и анода, a — расстояние между электродами. Эрозией электродов можно пренебречь.

(в) Дуги одинаково ориентированы относительно силы гравитационного тяготения с ускорением g .

(г) Внешние магнитные поля отсутствуют.

В этих условиях тепло дуги рассеивается за счет обычной теплопроводности и свободной конвекции, обусловленной самой дугой; влиянием конвективных потоков на собственное магнитное поле можно пренебречь и газ считать идеальным. Основной критерий подобия возьмем в виде

$$I^2/a^{1.5}g^{0.5}\kappa_R T_R$$

Тогда условиями подобия дуг являются следующие:

$$\frac{I^2}{a^{1.5}g^{0.5}\kappa_R T_R} = \text{idem}$$

$$\frac{apQ_a}{kT_R} = \text{idem} \quad (3.1)$$

Здесь κ_R — теплопроводность исходного газа при температуре T_R . Условия (3.1) показывают, что точное моделирование дуг не осуществимо. Однако, как показывает обработка большого количества экспериментальных вольт-амперных характеристик для дуг при атмосферном давлении, критерий apQ_a/kT_R слабо влияет на безразмерное падение потенциала.

Таким образом, для приближенного подобия вольт-амперных характеристик необходимо соблюдение первого из условий (3.1).

Безразмерное падение потенциала на положительном столбе u_c представим в виде $U_c a^{0.5} g^{0.5} / I$, где $U_c = U_g - U_a - U_k$. Тогда можно записать

$$u_c = u_c \left(\frac{I^2}{a^{1.5}g^{0.5}\kappa_R T_R} \right) \quad (3.2)$$

или, отбрасывая размерные постоянные,

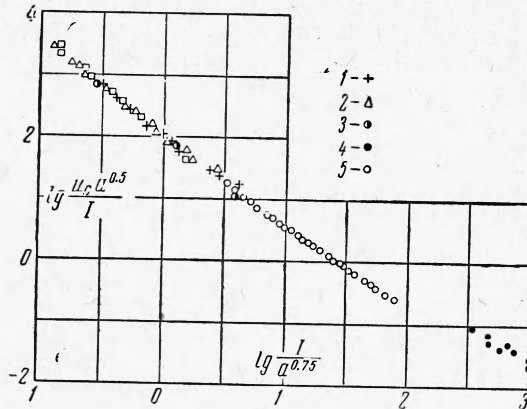
$$\frac{U_c a^{0.5}}{I} = f \left(\frac{I^2}{a^{1.5}} \right) \quad (3.3)$$

На фиг. 10 приведена обобщенная зависимость падения потенциала на дуге, объединяющая большое количество обычных вольт-амперных характеристик. Этот график подтверждает возможность представления u_c в виде функции критерия подобия $I^2/a^{1.5}g^{1.5}\kappa_R T_R$. Так как при $I^2/a^{1.5} = \text{idem}$ имеем $U_c a^{0.5}/I = \text{idem}$, то также должно выполняться условие

$$\frac{I^2}{a^{1.5}} \frac{U_c a^{0.5}}{I} = \frac{IU_c}{a} = \text{idem}$$

Другими словами, у подобных свободных дуг осредненные (по длине) мощности единицы длины одинаковы.

Поступила 1 IV 1964



Фиг. 10. Обобщенная вольт-амперная характеристика свободной дуги; точка 1 — для $I = 0.5-7.0$ а, $a = 2$ см, электроды медные [19]; точка 2 — для $I = 0.5-4.5$ а, $a = 2-6$ см, электроды железные [19]; точка 3 — для $I = 0.55-6.5$ а, $a = 2$ см, электроды алюминиевые [19]; точка 4 — для $I = 200-750$ а, $a = 0.35-0.95$ см, катод угольный, анод железный [20]; точка 5 — данные Г. Айртона [11]

ЛИТЕРАТУРА

1. Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления. Госэнергоиздат, 1954.
2. Каицов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1960.
3. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. Изд. иностр. лит., 1960.
4. Дулей, Макгрегор, Брюйер. Характеристики дуги в плазменном генераторе типа Гердинена. Ракетная техника, 1962, т. 32, № 9.
5. Харвей, Симкенс, Эдкок. Неустойчивость дуговых столбов. Ракетная техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 3.
6. Смоляков В. Я. О некоторых особенностях горения электрической дуги в плазматроне постоянного тока. ПМТФ, 1963, № 6.
7. Tateo H., Saito K. Anodic Phenomena in Nitrogen Plasma Jet. Japan J. Appl. Phys., 1963, vol. 2, No. 3.
8. Бабаков Н. А. Движение электрической дуги в узких щелях. Госэнергоиздат, 1948.
9. Николаев А. В., Кулагин И. Д. Дуговая плазменная горелка и ее применение. Вопросы электроники, 1960, вып. 9, сер. 1.
10. Neumann W. Charakteristiken von Argon-Plasmastrahlerzeugern für Unterschallgeschwindigkeit. Experimentelle Technik der Physik, 1962, H. 2.
11. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. Изд. иностр. лит., 1961.
12. Каулинг Г. Магнитная гидродинамика. Изд. иностр. лит., 1959.
13. Даутов Г. Ю. Положительный столб электрической дуги в потоке. ПМТФ, 1963, № 4.
14. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф., Смоляков В. Я. Исследование работы плазматрона с воздушной стабилизацией дуги. ПМТФ, 1961, № 6.
15. Шейндлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А. и Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 10.
16. Даутов Г. Ю. Цилиндрическая дуга в аргоне. ПМТФ, 1962, № 2.
17. Schmitz G. Integration der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung für die Quecksilberhochdruckbogensäule. Z. Phys., 1943, B. 44, H. 6.
18. Залесский А. М., Кукеев Г. А. Характеристики поперечно охлаждаемой дуги. Тр. Ленингр. политех. ин-та, 1954, № 1.
19. Залесский А. М. Электрическая дуга отключения. Госэнергоиздат, 1963.
20. Тиходеев Г. М. Энергетические свойства электрической сварочной дуги. Изд-во АН СССР, 1961.
21. Кутателадзе С. С., Ясько О. И. Обобщение характеристик электродуговых подогревателей. Инж.-физ. ж., 1964, № 4.

**ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ТЕПЛООВОГО ПОДОБИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ**

И. А. Кринберг

(Иркутск)

Одно из основных затруднений в развитии теории столба электрической дуги, горящей в условиях естественной конвекции, состоит в необходимости учета конвективного переноса тепла в энергетическом балансе дуги, что требует решать, наряду с уравнением энергетического баланса, также уравнение движения газа [1, 2]. Из-за математических трудностей такой строгий путь решения проблемы оказывается невозможным. Поэтому представляется заманчивым рассмотреть конвективный теплоотвод в столбе дуги при помощи соотношений теории теплового подобия, как это делается в случае конвекции от твердых тел [3, 4]. Попытки в этом направлении были предприняты рядом авторов [5, 6], полагавших, что столб дуги представляет собой изотермический канал радиусом R и с температурой T , тепло от которого отводится за счет конвекции. Ввиду того что исходное предположение об однородном изотермическом канале, а также дополнительные предположения о постоянстве величин \dot{T} [5] и $I/\pi R^2$ [6] при различных силах тока I являются слишком грубым приближением к действительности, работы [3, 6] не дают ответа на вопрос, насколько оправданно применение соотношений теории теплового подобия в случае дугового разряда.