

ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ДУГА В АРГОНЕ

Г. Ю. Даутов

(Новосибирск)

Основные положения теории положительного столба электрической дуги высокого давления были разработаны Эленбаасом и Хеллером [1]. Наиболее существенным отличием положительного столба дуги от соответствующих участков других видов электрических разрядов в газах является наличие в нем условий, необходимых для установления состояния, близкого к термодинамически равновесному. Внешнее электрическое поле совершает работу над заряженными частицами и при этом большая часть подводимой энергии передается электронам. Во время столкновений избыточная энергия электронов передается нейтральным частицам и ионам. Если столкновения частиц происходят очень часто, что имеет место при высоком давлении, и напряженность электрического поля не очень велика, то электроны успевают свою избыточную энергию передавать тяжелым частицам, вследствие чего температура электронного газа близка к температуре нейтрального и ионного газов [1]. Поэтому можно говорить о единой температуре в столбе дуги высокого давления [1].

Сведения об основах теории электрической дуги и результатах исследований за последние годы можно найти в работах [1—6].

Ниже рассматриваются некоторые общие свойства цилиндрической дуги, выводятся условия подобия дуг при малой степени ионизации газа и приводятся результаты расчета дуги в аргоне на электронно-вычислительной машине.

§ 1. Свойства аргона при высоких температурах. Наиболее важными свойствами плазмы, определяющими характеристику дуги, являются ее состав, электропроводность и теплопроводность.

Состав плазмы, находящейся в термодинамическом равновесии, определяется системой уравнений, выражающих закон действующих масс и закон Дальтона. Если рассматривать только однократную и двухкратную ионизацию аргона, получается следующая система уравнений:

$$\frac{p_1 p_e}{p_a} = K_1(T), \quad \frac{p_2 p_e}{p_1} = K_2(T), \quad p = p_a + p_e + p_1 + p_2 \quad (1.1)$$

Здесь p_a , p_e , p_1 и p_2 — парциальные давления нейтральных атомов, электронов, однократно и двухкратно заряженных ионов; p — давление смеси; $K_1(T)$ и $K_2(T)$ — константы равновесия для однократной и двухкратной ионизации соответственно, T — температура. Если пренебречь массой электрона по сравнению с массой атома, $K_1(T)$ и $K_2(T)$ выражаются через T формулами

$$K_1(T) = \frac{2Z_1^i}{Z_a^i} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2} kT}{h^3} \exp \frac{-E_1}{kT}, \quad K_2(T) = \frac{2Z_2^i}{Z_1^i} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2} kT}{h^3} \exp \frac{-E_2}{kT} \quad (1.2)$$

Здесь Z^i — статистическая сумма по электронным состояниям; нижние индексы a , 1 , 2 относятся соответственно к атомам, однократно и двухкратно заряженным ионам; m_e — масса электрона; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; E_1 — энергия однократной ионизации; E_2 — энергия двухкратной ионизации.

Уравнения (1.1), (1.2) совместно с уравнением состояния

$$p = nkT \quad (1.3)$$

и условием сохранения количества частиц

$$n_e = n_1 + 2n_2 \quad (1.4)$$

образуют замкнутую систему уравнений и определяют состав плазмы. Здесь n обозначает число частиц в единице объема. Такая система уравнений легко решается численными методами.

Когда двукратной ионизацией можно пренебречь, при определении константы равновесия и степени ионизации часто не учитывают отношения статистических сумм по электронным уровням и пользуются формулой Саха в следующей форме [7]:

$$\frac{x^2}{1-x^2} p = 2.4 \cdot 10^4 T^{5/2} \exp \frac{-E_1}{kT} \quad (1.5)$$

Если степень ионизации очень мала, формулу (1.5) можно написать в виде

$$x = [K_1(T) p^{-1}]^{1/2} \quad (1.6)$$

Отсюда видно, что формула (1.5) при малой степени ионизации дает ошибку в $(2Z_1^i / Z_a^i)^{1/2}$ раз. Если вместо Z_a^i и Z_1^i брать статистические веса основных состояний, для аргона получим

$$(2Z_1^i / Z_a^i)^{1/2} = 2.83$$

По сравнению с (1.5) более точной является формула, где отношение статистических сумм по электронным уровням иона и атома заменяется отношением статистических весов основных состояний

$$\frac{x^2}{1-x^2} p = \frac{2g_{10}}{g_{a0}} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2} kT}{h^3} \exp \frac{-E_1}{kT} \quad (1.7)$$

Интересно оценить отклонение значения x , определенного по (1.7), от значения, которое получается по первой из формул (1.2).

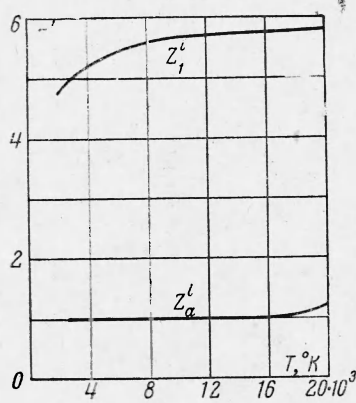
Расчет статистических сумм по электронным состояниям производится по формуле

$$Z^i = \sum_n g_n \exp \frac{-E_n}{kT} \quad (1.8)$$

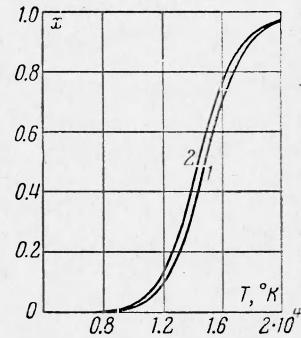
Здесь $g_n = 2J_n + 1$, E_n — энергия n -го состояния частицы. Наиболее полный перечень значений J_n можно найти в работе [8].

На фиг. 1 показаны графики Z_a^i и Z_1^i . Видно, что Z_1^i значительно отличается от g_{10} . Это объясняется тем, что первый возбужденный уровень очень близок к основному уровню и вносит в сумму довольно большой вклад. Максимальное отклонение g_{10} / g_{a0} от Z_1^i / Z_a^i составляет приблизительно 40%.

На фиг. 2 показаны расчетные значения x , определенные по формулам (1.1), (1.2) и (1.7). При очень малой степени ионизации кривая 2 мало отличается от кривой 1, по мере роста температуры отклонение растет и достигает приблизительно до 0.09 и затем снова уменьшается.



Фиг. 1. Статистические суммы по электронным уровням для атомов Z_a^i и ионов Z_1^i аргона



Фиг. 2. Степень ионизации аргона при давлении $10^6 \text{ есм}^{-1} \text{ сек}^{-2}$. Кривая 1 рассчитана по формуле (1.7), кривая 2 — по формулам (1.1) и (1.2)

В работе [7] утверждается, что учет возбужденных состояний приводит к уменьшению расчетного значения x . В данном случае учет возбужденных состояний дает большую степень ионизации. Такое отклонение от вывода [7] объясняется тем, что статистическая сумма для иона аргона значительно больше статистического веса его основного состояния. В дальнейших расчетах определение x производилось по формуле (1.7).

Теплопроводность плазмы κ определяется как сумма классической теплопроводности, теплопроводности за счет переноса энергии ионизации κ_i и термодиффузии [6]. Для смесей тяжелых частиц вклад термодиффузии очень мал, а влияние термодиффузии электронов на теплопроводность учитывается в формулах Вальдмана и Спицера [1].

Классическая теплопроводность смеси тяжелых частиц определяется по формуле

$$\kappa_0 = \sum_n \frac{1}{3} n_k \lambda_k v_k \left(\frac{5}{2} C_k^n + C_k^i \right) \quad (1.9)$$

Здесь λ_k — длина свободного пробега, v_k — средняя скорость теплового движения, C_k^n и C_k^i — теплоемкости, соответствующие поступательным и внутренним степеням свободы частиц k -компоненты.

Величина C_k^n от температуры не зависит и определяется как $3/2 k$. Теплоемкость, соответствующая внутренним степеням свободы атомов и ионов, может быть определена через статистические суммы Z_k^i соотношением

$$C_k^i = k \frac{\partial}{\partial T} \left(T^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_k^i \right) \quad (1.10)$$

Теплоемкость C_1^i до температуры порядка 17 000° К по сравнению с C_1^n очень мала и ею можно пренебречь. При малых T с уменьшением T величина n_1 очень быстро уменьшается. Поэтому вкладом C_1^i в теплопроводность также можно пренебречь. Теплоемкость C_a^i становится сравнимой с k только начиная с температур порядка 12 000—13 000° К. При дальнейшем росте температуры плотность нейтральных атомов быстро уменьшается, вклад атомов в теплопроводность по сравнению с электронной теплопроводностью и переносом энергии ионизации становится очень малым. Поэтому пренебрежение C_k^i в формуле (1.9) не приводит к большой погрешности.

Длина свободного пробега частицы определяется формулой [6]

$$\frac{1}{\lambda_k} = \sum_n (1 - 0.5 P_{kl}) n_l Q_{kl} \left(1 + \frac{m_k}{m_l} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{c_k}{T} \right) \quad (1.11)$$

Здесь Q_{kl} — сечение столкновения частицы k -компоненты с частицей l -компоненты, m_k — вес атома и c_k — постоянная Сезерленда для k компоненты плазмы.

Электронная теплопроводность при малой степени ионизации с учетом термодиффузии рассчитывается по формуле Вальдмана [9]

$$\kappa_l = \frac{2}{3} n_e \lambda_e v_e k (1 + x) \quad (1.12)$$

и при полной ионизации по формуле Спицера.

Теплопроводность за счет переноса энергии ионизации может быть определена из равенств

$$\kappa_j = C_p \rho D_a, \quad D_a \approx 2D_i, \quad C_p = \frac{1}{m_a} \left(\frac{5}{2} kT + E_1^i + E_1 - E_a^i \right) \frac{\partial x}{\partial T} \quad (1.13)$$

Здесь ρ — плотность плазмы; D_i — коэффициент диффузии ионов; E_k^i — внутренняя энергия, соответствующая энергиям возбужденных электронных уровней.

Величина E_k^i выражается через статистическую сумму и температуру формулой

$$E_k^i = kT^2 \frac{\partial \ln Z_k^i}{\partial T} \quad (1.14)$$

На фиг. 3 показаны κ_a , κ_j , κ_e и общая теплопроводность, определенная как сумма κ_a , κ_j , κ_e .

Электрическая проводимость в зависимости от степени ионизации определялась по следующим формулам:

$$\sigma_1 = en_e b_e \quad (x < 0.001) \quad \left(\Lambda = \frac{kT}{Ze^2 n_1^{1/3}} \right)$$

$$\sigma_2 = \frac{2m_e v_e^3}{e^2 Z \ln \Lambda} \left(\frac{2}{3\pi} \right)^{3/2} \gamma_E \quad (x > 0.01) \quad (1.15)$$

$$\frac{1}{\sigma_3} = \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_2} \quad (0.001 \leq x \leq 0.01)$$

Здесь b_e — подвижность электронов, v_e — средняя скорость теплового движения электрона, Z — среднее зарядное число иона, e — заряд электрона, γ_E — величина, определяемая значением Z .

Подвижность электрона выражается через ρ и T зависимостью [1]

$$b_e = \frac{e}{\rho Q_{ae}} \left(\frac{kT}{3m_e} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

где Q_{ae} — сечение столкновения атома с электроном.

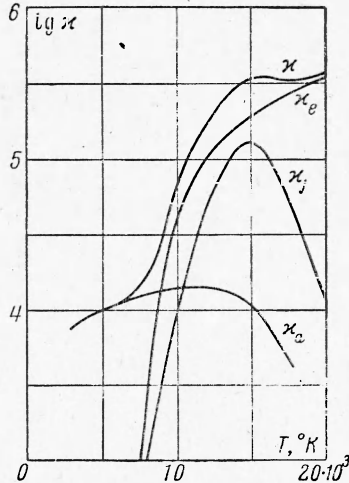
В расчетах были приняты следующие сечения столкновений:

$$Q_{ae} = 1.13 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 [10], \quad Q_{a1} = 5.66 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 [4, 10], \quad Q_{aa} = 2.46 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 [4]$$

§ 2. Уравнения, описывающие положительный столб цилиндрической дуги. Рассмотрим участок дуги, заключенный в трубку с радиусом R . Введем цилиндрическую систему координат, ось z которой совпадает с осью трубки. Если отсутствуют макроскопические движения газа и имеются только электродинамические объемные силы, можно считать, что $\partial/\partial z = \partial/\partial \varphi = 0$. Кроме того, в стационарном случае $\partial/\partial t = 0$. При этих условиях напряженность электрического поля E вдоль оси z и по сечению дуги постоянна. Работа, совершаемая полем над заряженными частицами, тратится на нагрев плазмы. В установившихся условиях количество тепла, подводимое к элементарному объему плазмы за единицу времени, если пренебречь излучением и конвективной теплопередачей, равно количеству тепла, передаваемому окружающей среде за счет теплопроводности за тот же промежуток времени. Это условие выражается уравнением Эленбааса-Хеллера [1]

$$\sigma E^2 + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (2.1)$$

Уравнение импульсов при отсутствии движения для сплошной среды, на которую действуют только электродинамические объемные силы, имеет



Фиг. 3. Теплопроводность аргона κ эрг/сек·град·см при давлении $10^6 \text{ г см}^{-1} \text{ сек}^{-2}$

вид

$$\frac{dP}{dr} + \frac{jH}{c} = 0 \quad (2.2)$$

Здесь p — давление, j — плотность тока, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света.

Величины j и H связаны уравнением Максвелла

$$\frac{dH}{dr} = \frac{4\pi j}{c} - \frac{H}{r} \quad (2.3)$$

Уравнения (2.1), (2.2), (2.3) и закон Ома

$$j = \sigma E \quad (2.4)$$

при известных κ и σ образуют замкнутую систему уравнений, из решения которой могут быть определены зависимости T , j , p и H от r .

Уравнения (2.1), (2.2) и (2.3) легко привести к виду

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dr} - \frac{d \ln \kappa}{dT} y^2 - \frac{y}{r} - \frac{\sigma E^2}{\kappa}, \quad \frac{dT}{dr} = y \\ \frac{dH}{dr} = \frac{4\pi j}{c} - \frac{H}{r}, \quad \frac{dp}{dr} = -\frac{jH}{c} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Краевыми условиями для интегрирования системы (2.5) служат

$$y(0) = 0, \quad T(R) = T_R, \quad p(R) = p_R, \quad H(0) = 0 \quad (2.6)$$

Ограничимся случаем, когда в расчетах распределения температуры изменением давления по сечению канала вследствие собственного магнитного поля дуги можно пренебречь. Тогда последние два уравнения (2.5) как несущественные отпадают. Оценим порядок величины силы тока, когда такое допущение не приводит к большой погрешности в определении распределения температуры. Из уравнения (2.2) находим

$$\Delta p = R \frac{j_0 H_0}{c} \quad (2.7)$$

где Δp — разность давлений на оси дуги и у стенки трубки

$$\frac{j_0 H_0}{c} = \frac{1}{R} \int_0^R \frac{jH}{c} dr$$

Если приближенно принять $j_0 = J / \pi R^2$ и $H_0 = 2J / cR$, получим $\Delta p \approx 2J^2 / \pi c^2 R^2$. При $R = 1$ см, $p = 10^6$ дина / см², $\Delta p = 10^5$ дина / см² получаем $J = 10^{13}$ э^{1/2}сек⁻²см^{3/2}. В приводимых расчетах максимальное значение силы тока было $4 \cdot 10^{12}$ э^{1/2}сек⁻²см^{3/2}; давление по сечению канала предполагалось постоянным.

Предполагая малость y^2 по сравнению с y , вблизи точки $r = 0$, можно получить следующие решения первых двух уравнений (2.5):

$$y = \frac{C}{r} - \frac{r}{2} \frac{\sigma}{\kappa} E^2, \quad T = C \ln r - \frac{r^2}{4} \frac{\sigma}{\kappa} E^2 + T(0) \quad (2.8)$$

Отсюда видно, что ограниченные решения получаются только при условии $C = 0$ и вблизи точки $r = 0$ температура меняется по параболическому закону.

Рассмотрим более подробно решение уравнения (2.1) с краевыми условиями $T'(0) = 0$ и $T(R) = T_R$. Расчеты Шмитца, приведенные в работе [2], показывают существование двух различных распределений температуры по сечению разрядной трубки при заданных значениях давления, ра-

диуса трубки и напряженности электрического поля. Однако исходная формула для расчета электропроводности плазмы, принятая в расчетах Шмитца, применима только при малой степени ионизации, тогда как одно из возможных распределений соответствует очень высокой степени ионизации плазмы. Использование формул (1.16) для определения электропроводности и учет зависимости теплопроводности от температуры также приводит к двум различным распределениям. Покажем это для упрощенной модели дуги, принятой в работе [11]. Используя обозначения [11], уравнение (2.1) для проводящей и непроводящей частей канала соответственно

можно написать в следующем виде:

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(x \frac{d\sigma^*}{dx} \right) + \sigma^* = 0, \quad \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) = 0 \quad (2.9)$$

где

$$x = rEB^{1/2}, \quad S = \int_0^T \chi dt$$

Решением первого из уравнений (2.9) является функция Бесселя нулевого порядка, первый корень которого $x_1 = 2.405$. Начальными условиями для второго уравнения служат значение S_R и производная dS/dr в точке x_1 . Приравняв значения dS/dr , полученные из первого и второго уравнений (2.9), получаем

$$-EB^{1/2}(S_0 - S_1)I_1(x_1) = \frac{S_1 - S_k}{r_1 \ln r_1} \quad (2.10)$$

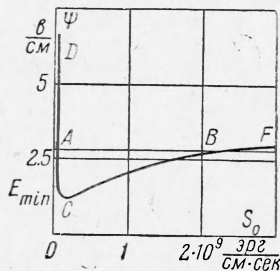
Подставляя в (2.10) выражение r_1 через x_1 , находим

$$E = \frac{x_1}{B^{1/2}} \exp \left[\frac{S_1 - S_R}{(S_0 - S_1)x_1 I_1(x_1)} \right] = \psi(S_0) \quad (2.11)$$

На фиг. 4 показана зависимость функции (2.11) от S_0 . Каждому значению E соответствуют два значения S_0 в точках A и B , следовательно, два распределения температуры по сечению канала. При некотором минимально возможном значении напряженности электрического поля E_{\min} существует единственное решение уравнений (2.9). Минимум кривой $\psi(S_0)$ для молекулярных газов располагается правее и выше, чем у показанной на фиг. 4 кривой, следовательно, у них восходящая ветвь вольт-амперной характеристики начинается при больших силах тока и больших значениях напряженности поля E . Малое значение E_{\min} для дуги в аргоне объясняется тем, что вследствие малой теплопроводности и малого сечения столкновения атомов с электронами при относительно низких температурах функция вещества $\sigma(S)$ резко возрастает.

Показанная на фиг. 4 функция $\psi(S_0)$ соответствует $T_R = 1500^\circ \text{K}$. Естественно, при других значениях T_R вид кривой $\psi(S_0)$ также изменится. При больших T_R , когда разрядная трубка полностью заполнена электропроводным газом, существует только участок кривой CF и распределение температуры для заданного значения E становится единственным. Это единственное распределение температуры определяется первым из уравнений (2.9).

На фиг. 5 показаны распределения температуры, полученные из решения краевой задачи для уравнения (2.1) при заданных краевых условиях $T_R = 1500$ и $T'(0) = 0$, а на фиг. 6 показана вольт-амперная характеристика дуги, соответствующая тем же условиям. Восходящий участок вольт-амперной характеристики начинается при $I = 50 \text{ а}$ и $E = 1.2 \text{ в/см}$.



Фиг. 4. Зависимость напряженности электрического поля от функции теплопроводности на оси дуги

Установление одного из возможных распределений напряженности электрического поля зависит от характеристики источника питания и внешней электрической цепи. Если источник питания достаточно мощный и сопротивление внешней цепи мало, устанавливается распределение, соответствующее большему значению силы тока. Дуга на этом режиме может работать устойчиво и без внешнего балластного сопротивления. Режимы, соответствующие падающему участку вольт-амперной характеристики дуги, осуществимы при крутопадающей характеристике источника питания или введения в цепь балластного сопротивления [1, 3, 4, 12].

Как видно из фиг. 5, при больших силах тока токопроводящая часть дуги заполняет трубку почти полностью. В этой части дуги степень ионизации высокая и проводимость плазмы определяется формулой Спизера. Часть дуги, проводимость которой определяется по первой из формул (1.15), занимает очень тонкое кольцо у стенки канала. Через это кольцо проходит небольшой ток, вкладом которого в общий ток можно пренебречь. Поэтому пренебрежение изменением Q_{ae} по температуре в расчет характеристики дуги не вносит больших погрешностей. Напротив, сечение Q_{a1} сильно влияет на распределение температуры и характеристику дуги. На фиг. 5 также приведено распределение температуры, полученное для $Q_{a1} = 0.283 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ (кривая 8). Такое явление, по-видимому, можно использовать для оценки величины сечения Q_{a1} .

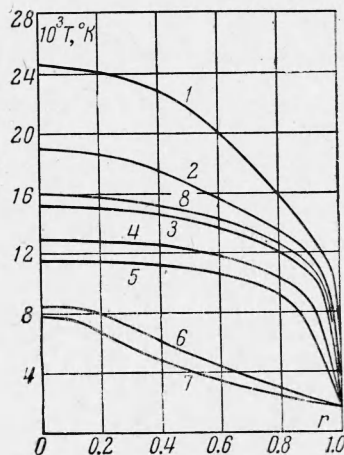
Графики, приведенные на фиг. 5 и 6, получены для дуги в трубке радиусом 1 см. Если в (2.1) подставим безразмерный радиус $\rho = r/R$, получим

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \chi \frac{dT}{d\rho} \right) + R^2 E^2 \sigma = 0 \quad (2.12)$$

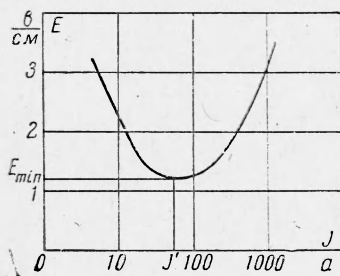
Это уравнение показывает, что если для двух разрядов имеет место равенство $R_1 E_1 = R_2 E_2$, то в геометрически подобных точках температуры одинаковы и к единице длины положительного столба от электрического поля подводится одинаковая мощность $I_1 E_1 = I_2 E_2$. Используя это условие и вольтамперную характеристику для дуги в канале радиусом 1 см, можем построить вольт-амперные характеристики для других значений R . Минимальная напряженность электрического поля E_{\min} и соответствующая сила тока определяются из равенств

$$E_{2\min} = \frac{R_1}{R_2} E_{1\min}, \quad I_2' = \frac{R_2}{R_1} I_1' \quad (2.13)$$

Первое равенство показывает увеличение минимальной напряженности электрического поля с уменьшением радиуса разрядной трубки.



Фиг. 5. Распределение температуры по сечению канала для следующих значений напряженности электрического поля: 0.012 (кривая 1), 0.01 (кривые 2 и 7), 0.008 (кривая 3), 0.006 (кривые 4 и 6), 0.005 (кривая 5) $\text{см}^{1/2} \text{э}^{1/2} \text{сек}^{-1}$. Кривая 8 получена для значений $E = 0.01 \text{ см}^{-1/2} \text{э}^{1/2} \text{сек}^{-1}$ и $Q_{a1} = 0.283 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$



Фиг. 6. Вольт-амперная характеристика дуги

Отметим еще одно свойство падающей части вольт-амперной характеристики дуги. Как показывает фиг. 5, с ростом E значение $T'(R)$ уменьшается. Отсюда следует, что на падающем участке кривой $E(I)$ соблюдается неравенство $d(EI)/dI > 0$. Это говорит о том, что угол наклона касательной к вольт-амперной характеристике в данной точке больше угла наклона касательной к равнобочной гиперболе, проведенной через эту же точку. Другими словами, ордината равнобочной гиперболы уменьшается быстрее, чем E .

§ 3. Положительный столб дуги при малой степени ионизации. Исходя из фиг. 4, заранее можно сделать некоторые выводы о характеристиках дуги при малой степени ионизации. В этом случае функция $\psi(S_0)$ находится в пределах $\psi_C(S_0) < \psi(S_0) \leq \psi_D(S_0)$. Поэтому решение уравнений (2.9) единственное и вольт-амперная характеристика является падающей.

При малой степени ионизации электропроводность и теплопроводность плазмы определяются формулами [11]

$$\sigma = \frac{(2\pi)^{3/4} e^2 m_e^{1/4} (kT)^{3/4}}{\sqrt{3} h^{3/2} Q_{ae} p^{1/2}} \exp \frac{-E_1}{kT}, \quad \kappa = \frac{3k}{Q_{aa}} \left(\frac{kT}{\pi m_a} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Подставляя выражения σ и κ в (2.1), приходим к уравнению:

$$\frac{d^2 T^{3/2}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT^{3/2}}{dr} + a \frac{Q_{aa} m_a^{1/2} E^2 T^{3/4}}{Q_{ae} p^{1/2}} \exp \frac{-E_1}{2kT} = 0 \quad (3.2)$$

Если не учитывать отношения статистических сумм по электронным уровням ионов и атомов, величина a от рода одноатомного газа не зависит.

В данном случае величина T_R однозначно определяет температуру дуги на оси канала. Учитывая это для решения (3.2), можно принять следующие начальные условия:

$$T(0) = T_0, \quad T'(0) = 0 \quad (3.3)$$

Подставив безразмерные переменные $t = T/T_0$, $\rho = r/R$ в уравнение (3.2), получим

$$\frac{d^2 t^{3/2}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dt^{3/2}}{d\rho} + 118.3 \cdot 10^{24} M t^{3/4} e^{-L/t} = 0, \quad t(0) = 1, \quad t'(0) = 0 \quad (3.4)$$

где

$$M = \frac{R^2 E^2 Q_{aa} m_a^{1/2}}{T_0^{3/4} Q_{ae} p^{1/2}}, \quad L = \frac{E_1}{2kT_0}$$

Если пренебречь зависимостью Q_{aa} и Q_{ae} от температуры, как показывает уравнение (3.4), условия подобия двух разрядов при малых степенях ионизации в одноатомных газах выражаются равенствами

$$M = \text{idem}, \quad L = \text{idem} \quad (3.5)$$

Условие $L = \text{idem}$ показывает, что необходимым условием подобия дуг в различных одноатомных газах является равенство отношений потенциалов ионизаций к температуре на оси дуги

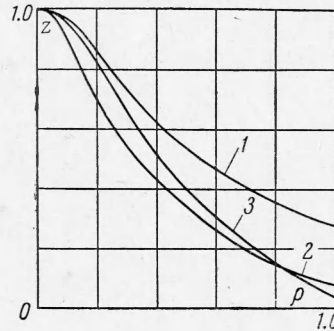
$$\frac{(E_1)_1}{(T_0)_1} = \frac{(E_1)_2}{(T_0)_2}$$

Так, например, при одинаковых значениях параметра M разряды в аргоне и цезие подобны тогда, когда температура на оси аргонной дуги приблизительно в четыре раза выше температуры на оси цезиевой дуги. Параметр L при заданном давлении определяет степень ионизации плазмы и, следовательно, и ее электрическую проводимость. Поэтому L является одним из основных параметров для дуг.

Дуги в газе одного рода подобны только при равенстве температур на их оси. В этом случае условия подобия приобретают вид

$$\frac{R^2 E^2}{p^{1/2}} = \text{idem}, \quad T_0 = \text{idem} \quad (3.6)$$

Первое из условий (3.6) показывает, что при повышении давления в разрядном промежутке напряженность электрического поля возрастает. При уменьшении диаметра разряда напряженность электрического поля, необходимая для поддержания заданной температуры на оси канала, увеличивается. Такое условие разряда можно обеспечить путем соответствующего понижения температуры стенок разрядной трубки. Как показывает условие, характеристика дуги более сильно зависит от радиуса разрядной трубки, чем от давления.



Фиг. 7. Распределение температуры по сечению канала при малой степени ионизации. Кривая 1 для значений параметров $L = 9.1$, $M = 0.1595 \cdot 10^{-20}$; кривая 2 — для $L = 9.1$, $M = 0.4431 \cdot 10^{-20}$. Кривая 3 получена для $L = 9.1$ с учетом изменения Q_{ae} по температуре (для аргона)

Отметим, что условие $L = \text{idem}$ для подобных дуг в газе одного рода означает равенство температур в подобных точках, что совпадает с определением подобия дуг, приведенным в работах [2, 3].

Условие $M = \text{idem}$ позволяет сделать некоторые выводы о влиянии свойств разрядной среды на поведение дуги. С увеличением произведения $Q_{aa} m_a^{1/2}$ при постоянном радиусе разряда напряженность электрического поля падает. Это связано с тем, что с ростом произведения $Q_{aa} m_a^{1/2}$ теплопроводность газов при заданной температуре уменьшается. Поэтому для поддержания теплового баланса дуги требуется меньшая затрата энергии. Влияние Q_{ae} противоположное. При выполнении условия $L = \text{idem}$ электрическая проводимость газов с ростом Q_{ae} уменьшается. При определенной теплопроводности газа количество отводимого от дуги тепла остается постоянным.

Для решения уравнений (3.4) введем новые переменные по формулам $t^{1/2} = z$, $dz/d\rho = x$. Начальными условиями для этих переменных имеем $z(0) = 1$, $x(0) = 0$.

После введения этих переменных получаем систему уравнений первого порядка

$$\frac{dx}{d\rho} = -\frac{x}{\rho} - 118.3 \cdot 10^{24} M z^{1/2} \exp\left(-\frac{L}{z^{2/3}}\right), \quad \frac{dz}{d\rho} = x \quad (3.7)$$

На фиг. 7 показаны графики зависимостей z от ρ при двух значениях M . Кривые 1 получены для значения параметров $M = 0.1595 \cdot 10^{-20}$, $L = 9.1$, а кривые 2 — для $M = 0.4431 \cdot 10^{-20}$, $L = 9.1$. Если $R = 0.1$ см, $T_0 = 10\,000^\circ$ К, $p = 10^6$ дина/см² и для аргона среднее значение вероятности столкновения электрона с нейтральным атомом в интервале рассматриваемой температуры принять равной 4 (см. мм Hg)⁻¹, кривые 1 и 2 соответствуют напряженности электрического поля 0.03 и 0.05 см^{-1/2}сек^{-1/2}.

В случае разряда в парах натрия значениям параметров $M = 0.1595 \cdot 10^{-20}$ и $L = 9.1$ при $R = 0.1$ см, $p = 10^6$ дина / см² соответствуют $T_0 = 3274^\circ$ К и $E = 0.4299$ э^{1/2}·см^{-1/2}·сек⁻¹ (при расчете значения Q_{aa} и Q_{ae} приняты равными соответственно $0.4 \cdot 10^{-13}$ см² и $0.2460 \cdot 10^{-14}$ см²).

Кривая 3 соответствует решению уравнения для аргона с учетом изменения Q_{ae} в зависимости от температуры. Как видно, при малой степени ионизации учет зависимости Q_{ae} от температуры приводит к значительному изменению распределения температуры.

Приведенные выше критерии подобия позволяют качественно оценить влияние свойств газа, давления, радиуса дуги и напряженности электрического поля на поведение дуги.

После окончания работы в печати появилась статья Неймана [13], в которой приведены расчет теплопроводности аргона и некоторые графики распределения температуры по сечению дуги. Данные [13] близки к результатам, приведенным в настоящей работе.

Поступила 12 X 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Финкельнбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. ИЛ, 1961.
2. Тиходеев Г. М. Энергетические свойства электрической сварочной дуги. АН СССР, 1961.
3. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1950.
4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1, ГИТТЛ, 1952.
5. Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления. Госэнергоиздат, 1954.
6. Burhorn F. Berechnung und Messung der Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff bis 13000° K. Z. Phys., 1959, 155, 42.
7. Энгель А. Ионизованные газы. Физматгиз, 1959.
8. Moore E. Atomic energy levels. Circular of the national bureau of Standards, 1952, vol. 1.
9. Waldmann L., Naturforsch Z. Zur Theorie des dorenvischen Gasgemischa, 1950, 4a, 322.
10. Gowen S. Basic data of plasma physics. The Technology Press, 1959.
11. Меккер Г. О характеристиках цилиндрической дуги. ИЛ, Сб. пер. Движущаяся плазма. 1961.
12. Даутов Г. Ю. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я. Исследование работы плазматрона с воздушной стабилизацией дуги. ПМТФ, 1961, № 6.
13. Neumann W. Über der radialen Temperaturverlauf im stationären und im impulsmodulierten Argon — Hochtemperaturbogen. Beitrage aus der Plasma Physik, 1962, B2, H2.