

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПРОМЕЖУТКА ПЛАЗМА — ХОЛОДНЫЙ ЭЛЕКТРОД

Г. Ю. Даутов, М. Ф. Жуков, Г. М. Мустафин, А. Н. Тимошевский
(Новосибирск)

Излагаются некоторые результаты экспериментального исследования пробоя промежутка дуговая плазма — холодный электрод в плазмотроне с секционированным каналом. Показано, что в явлении пробоя промежутка плазма — холодный электрод γ -процессы на катоде не играют существенной роли. Получены зависимости потенциала пробоя от тока, расхода газа и расстояния от анодного пятна. Экспериментальные данные объяснены и обобщены в критериальной форме.

Обозначения

r, z, φ — цилиндрические координаты,	G — расход воздуха через плазмотрон,
δ — длина разрядного промежутка,	a — расстояние между электродами плазмотрона,
p — давление газа в разрядном промежутке,	Q_z — потеря тепла на участке канала длиной z ,
γ — второй коэффициент ионизации,	T_{eff} — эффективная температура газа в пробойном промежутке,
n_i, n_e — концентрации ионов и электронов соответственно,	ξ — радиус столба дуги,
i — разрядный ток через единицу длины канала,	r_1, R — радиусы коаксиальных электродов,
U^* — пробивное напряжение (потенциал пробоя),	e — заряд электрона,
U_i — падение потенциала в разрядном промежутке,	v_i, v_e — скорости дрейфа ионов и электронов в направлении оси z ,
E_z, E_r — компоненты напряженности электрического поля,	D_i, D_e — коэффициенты диффузии ионов и электронов,
H_φ — компонент напряженности магнитного поля,	b_i, b_e — подвижности ионов и электронов.
I, U — ток и напряжение дуги,	

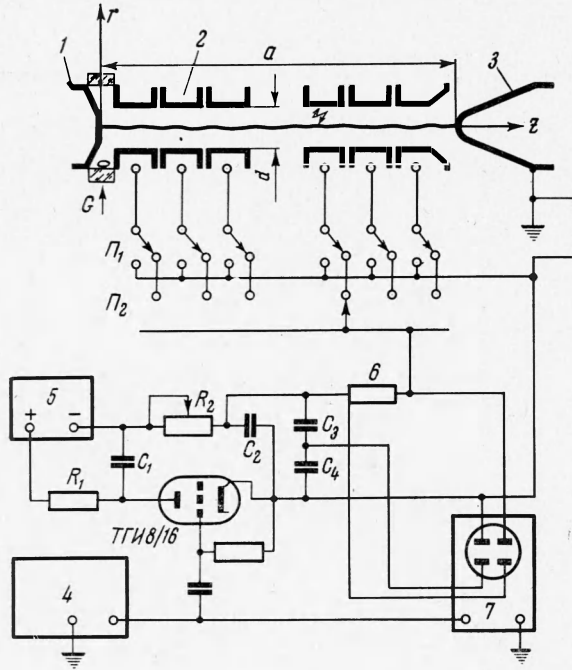
1. В ряде плазменных устройств большую роль играет явление пробоя газа между плазмой и холодным электродом. Так, например, в плазмотронах с самоустанавливающейся дугой происходят периодические пробой газа между положительным столбом дуги и стенкой канала — шунтирование [1–4]. Из-за шунтирования ограничиваются длина дуги и температура нагреваемого газа, возникают крупномасштабные пульсации параметров дуги и потока. Явление пробоя промежутка дуговая плазма — электрод играет важную роль также в плазменных двигателях, аппаратах отключения электрических цепей большой мощности и т. д.

В [5] для описания пробоя в плазмотроне с самоустанавливающейся дугой использована теория Таунсенда, т. е. дуговая плазма рассмотрена как обычный металлический электрод, окруженный нагретым газом. В [6] столб открытой дуги также рассматривается как нагретый металлический электрод, а для описания пробоя наряду с теорией Таунсенда используется и стримерная теория.

В случае пробоя газа между плазмой и электродом плазма представляет собой электропроводный газ, содержащий в себе свободные электроны и ионы. Когда плазма служит катодом, для развития электронной лавины уже не требуются γ -процессы, составляющие основу теории Таунсенда — Роговского. Если плазма служит анодом, то она содержит большое количество свободных ионов, необходимых для реализации γ -процессов на катоде, т. е. и в этом случае отпадает необходимость в размножении ионов при помощи развивающихся электронных лавин. Таким образом, применительно к пробую промежутка плазма — холодный электрод основные исходные положения теории Таунсенда — Роговского теряют смысл. Кроме того, в пробойном промежутке под действием излучения дуги происходит фотоионизация газа, сюда же из столба дуги диффундируют заряженные частицы, имеются обусловленные излучением дуги фотопроцессы на поверхности металлического электрода. Эти факторы, не учитываемые теорией Таунсенда — Роговского, безусловно, должны влиять на механизм пробоя. В связи с этим, при данном уровне знаний, для более глубокого понимания явления пробоя промежутка плазма — электрод и дальнейшей разработки его теории первостепенное значение имеет накопление экспериментальных данных.

2. Для экспериментального исследования пробоя был использован плазмотрон с секционированным каналом, принципиальная схема которого показана на фиг. 1. Медные охлаждаемые водой электроды 1, 3 и изолированные один от другого и от электродов секции 2 образуют дуговую камеру плазмотрона. Расстояние между электродами $a = \text{const}$ (равное 21 см). Воздух подается через тангенциальные отверстия в кольце закрутки. Между дуговой плазмой и внутренней стенкой секции имеется слой воздуха с относительно низкой температурой и очень малой электропроводностью. При на-

личии разности потенциалов плазмы и секции в этом слое имеет место слабосточный несамоустойчивый разряд [7]. При некотором критическом значении разности потенциалов происходит пробой и несамоустойчивый разряд переходит в дуговой. В экспериментах напряжение на секции, внутренний диаметр и толщина которых равнялись 1 см, подавалось от генератора одиночных импульсов, схема которого приведена на фиг. 1. Типичная осциллограмма импульса напряжения генератора при $i = 0$ приведена на фиг. 2. Время нарастания фронта импульса регулировалось и составляло величину порядка 10^{-6} сек. Максимальная величина импульса выбиралась так, чтобы пробой происходил на наклонном участке импульса. Для ограничения тока после пробоя



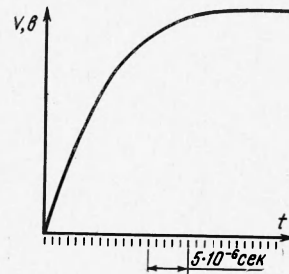
Фиг. 1

Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — анод, 2 — секции вставки, 3 — катод, G — подача воздуха, r, z — цилиндрические координаты

Фиг. 2. Осциллограмма импульса напряжения генератора

и измерения его величины в цепь между генератором и секцией вводилось сопротивление R' (шунт Ш₂). Для снятия осциллограмм напряжения и тока пробоя использовался двухлучевой осциллограф ДЭСО-1. Напряжение и ток дуги регистрировались соответственно вольтметром М-366 класса точности 1 и прибором ЛМ-1 класса точности 0.5.

В экспериментах I и U изменялись в диапазонах 80—160 а и 570—900 в соответственно.



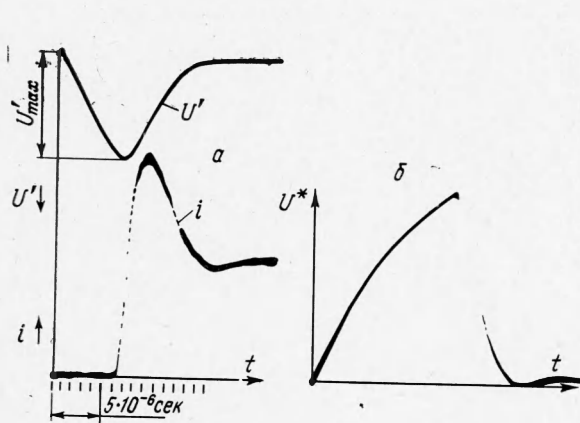
Фиг. 2

3. Приведем результаты эксперимента. На фиг. 3, а, б приведены осциллограммы i , $U' = U_i + Ri'$ и U_i для обратной полярности (плазма — анод, секция — катод). Как видно из осциллограммы (фиг. 3, а), ток несамоустойчивого разряда до пробоя очень мал и U' меняется в соответствии с напряжением холостого хода генератора. Когда $U' \approx U'_{\max}$, происходит пробой, начинается быстрый рост i и уменьшение U' .

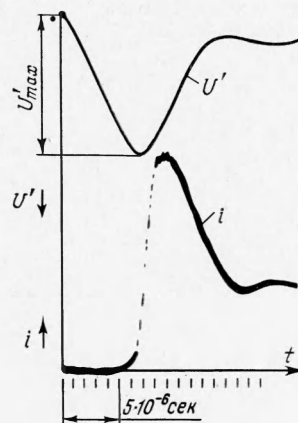
Из фиг. 3, б видно, что U_i после пробоя уменьшается очень резко. Более плавное уменьшение U' на фиг. 3, а непосредственно после пробоя объясняется быстрым ростом i и, следовательно, iR' . Однако перед пробоем величины i и iR' малы и поэтому можно принять $U^* \approx U'_{\max}$. В случае прямой полярности (плазма — катод, секция — анод) рост тока в процессе пробоя и развития разряда происходит более плавно (фиг. 4) по сравнению со случаем обратной полярности. Однако ток несамоустойчивого разряда до пробоя тоже мал и величина iR' значительно меньше U_i . Поэтому и здесь можно принять $U^* \approx U'_{\max}$.

На фиг. 5 показаны графики зависимости U^* от z для различных значений G при $I = 120$ а. Как видно, с ростом z величина U^* уменьшается по нелинейному закону. При больших расходах ($G = 12$ гсек⁻¹) по мере роста z скорость убывания пробивного напряжения $|dU^*/dz|$ сначала растет, а затем уменьшается, а при малых расходах ($G = 4$ гсек⁻¹) $|dU^*/dz|$ с ростом z уменьшается монотонно. Также видно, что с ростом z кривые для различных расходов сближаются. Сравнение кривых показывает, что зависимости U^* от z для прямой и обратной полярностей качественно одинаковы. Однако в исследованном диапазоне параметров величина U^* для обратной полярности на 10—50% превышает величину U^* для прямой полярности.

Зависимость U^* от G для $I = 160$ а показана на фиг. 6. При малых z с ростом G величина U^* быстро возрастает. Рассмотрение экспериментальных данных для различных I показало, что влияние I на изменение абсолютного значения U^* при малых z значительное, однако с ростом z оно ослабевает. Так, например, для $G = 10$ гсек⁻¹ рост тока с 80 до 160 а при $z = 12.5$ см приводит к уменьшению U^* с 800 до 530 в, а при $z = 5$ см — с 3750 до 2270 в.



Фиг. 3

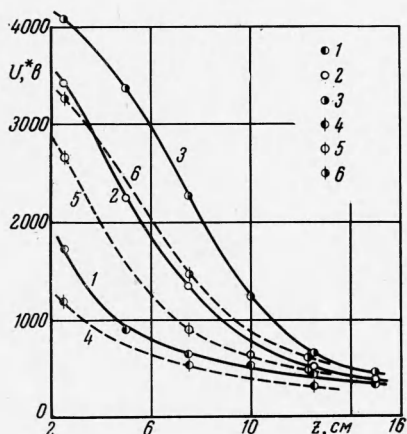


Фиг. 4

Фиг. 3. Осциллограммы тока и напряжения разряда: $U = 910$ в, $I = 100$ а, $G = 8$ г·сек⁻¹, $z = 10$ см, полярность обратная
а) $R' = 3$ ом, б) $R' = 0$

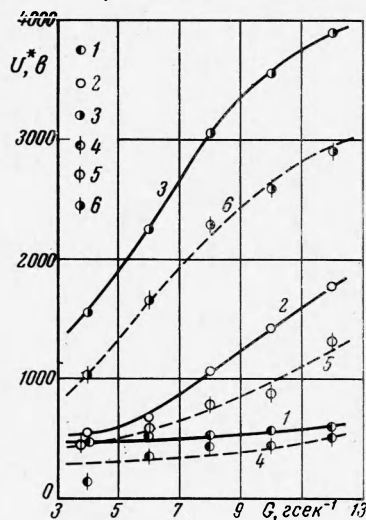
Фиг. 4. Осциллограммы тока и напряжения разряда: $U = 900$ в, $I = 100$ а, $G = 8$ г·сек⁻¹, $z = 10$ см, $R' = 3$ ом, полярность прямая

Указанные характерные особенности влияния G , I , z на U^* можно объяснить зависимостью U^* от T_{eff} и δ . Проводя аналогию с обобщенным законом Пашена $U^* = f(p\delta / T)$ для пробоя промежутка между металлическими электродами, следует ожидать уменьшения U^* с уменьшением величины $p\delta / T_{eff}$. По мере движения газа по каналу, т. е. с ростом z , газ нагревается, ζ растет, следовательно, δ уменьшается.



Фиг. 5

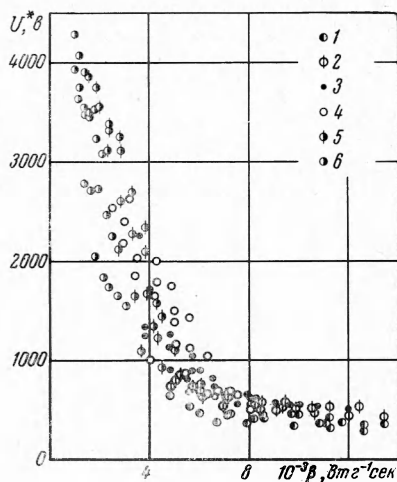
Фиг. 5. Изменение потенциала пробоя промежутка дуга — стенка секции вдоль канала: для $G = 4$ (кривые 1, 4), $G = 8$ (кривые 2, 5), $G = 12$ г·сек⁻¹ (кривые 3, 6) при $I = 120$ а; 1, 2, 3 — обратная полярность; 4, 5, 6 — прямая полярность



Фиг. 6

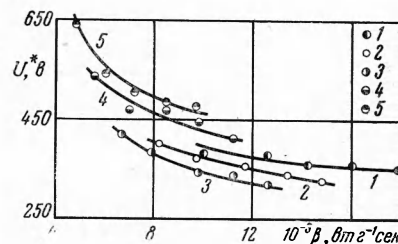
Фиг. 6. Зависимость потенциала пробоя промежутка дуга — стенка секции от расхода газа для $z = 12.5$ (кривые 1, 4), $z = 7.5$ (кривые 2, 5) и $z = 2.5$ см (кривые 3, 6) при $I = 160$ а; 2, 3 — полярность обратная; 4, 5, 6 — прямая полярность

Одновременно повышается T_{eff} , так как часть энергии, выделенной в положительном столбе, передается окружающему его холодному газу. При дальнейшем увеличении z распределение температуры по сечению канала асимптотически стремится к пределу, т. е. T_{eff} и δ при больших z для заданных I и G стремятся к определенным пределам. Этот процесс происходит тем быстрее, чем меньше G и чем больше I . Этим объясняется уменьшение U^* с ростом z (фиг. 5) и уменьшением G (фиг. 6). При малых G газ нагревается быстрее и U^* уже при небольших значениях z близок к предельному значению (фиг. 5, $G = 4 \text{ гсек}^{-1}$), а при больших G газ нагревается медленнее, и соответственно, U^* приближается к предельному значению на больших длинах (фиг. 5, $G = 12 \text{ гсек}^{-1}$). При $z = \text{const}$, $I = \text{const}$ с ростом G диаметр дуги и T_{eff} уменьшаются, следовательно, повышается U^* (фиг. 6). Эксперименты показали, что к аналогичному эффекту приводит и уменьшение I . Из фиг. 6 видно, что для малых z (кривые 3 и 6) при больших G повышение U^* с ростом G замедляется. По-видимому, это можно объяснить тем, что в таких случаях влияние дуги на состояние газа в пробойном промежутке мало, т. е. T_{eff} практически оказывается равной температуре холодного газа, а ζ в начальных сечениях при больших G слабо зависит от последнего.



Фиг. 7

Фиг. 7. Зависимость потенциала пробоя от параметра $IUz/aG \text{ см}^2/\text{сек}$. Точки 1, 2, 3, 4, 5 и 6 соответствуют значениям $z = 15, 12.5, 10, 7.5, 5$ и 2.5 см соответственно



Фиг. 8

Фиг. 8. Зависимость потенциала пробоя от параметра $IUz/aG \text{ см}^2/\text{сек}$ для $z = 12.5$ см. Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответствуют расходам $G = 4, 6, 8, 10$ и $12 \text{ г} \cdot \text{сек}^{-1}$

Из изложенного выше видно, что U^* главным образом определяется энергетическим балансом дуги и потока газа. Предполагая постоянство энтальпии газа на входе в дуговую камеру, среднемассовую энтальпию газа в сечении z можно характеризовать величинами

$$k = \frac{I}{G} \int_0^z E_z dz \approx \frac{IUz}{aG}, \quad \eta = 1 - Q_z \left(I \int_0^z E_z dz \right)^{-1}$$

В первом приближении можно считать, что T_{eff} (или соответствующая этой температуре энтальпия h_{eff}) и δ определяются этими величинами. В работе [5] величина k принята в качестве h_{eff} . В действительности из-за резкой неравномерности распределения температуры по сечению канала среднемассовая энтальпия значительно выше h_{eff} . Поэтому следует еще раз подчеркнуть, что T_{eff} или h_{eff} являются лишь функциями k и η_z . Учитывая, что величина η_z в первом приближении также является функцией k , можно построить упрощенную зависимость

$$U^* = f(\beta), \quad \beta = IUz/aG \quad (3.1)$$

На фиг. 7 приведена обработка экспериментальных данных в виде (3.1). Более точное критериальное уравнение для U^* [8] имеет вид

$$U^* = f\left(\frac{IU}{G}, \frac{G}{d}, pd, \frac{z}{a}, \frac{a}{d}\right) \quad (3.2)$$

В рассматриваемом случае $p = \text{const}$, $d = \text{const}$, $a = \text{const}$. Поэтому (3.2) можно записать как

$$U^* = f\left(\frac{IUz}{aG}, G, z\right) \quad (3.3)$$

Сравнение (3.1) и (3.3) показывает, что зависимость (3.1) должна содержать расчленения по G и z . Расчленение по z непосредственно видно из фиг. 7. Расчленение по G

при $z = \text{const}$ показано на фиг. 8. Как видно из фиг. 7, приведенные экспериментальные данные с точностью $\pm 50\%$ могут быть описаны уравнением (3.1). Поэтому обобщение экспериментальных данных в виде (2.1) можно считать полезным для оценки величины U^* .

Представляет интерес сравнение полученных результатов с данными для пробоя воздуха между металлическими коаксиальными электродами. В последнем случае пробивное напряжение определяется [9] из полуэмпирической формулы

$$\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) = \frac{A}{B} \frac{T}{T_0} \frac{U^*}{R} \left[\exp \left(- \frac{B p r_1}{U^*} \frac{T_0}{T} \ln \frac{R}{r_1} \right) - \exp \left(- \frac{B p R}{U^*} \frac{T_0}{T} \ln \frac{R}{r'} \right) \right] \quad (3.4)$$

где $T_0 = 300^\circ\text{K}$.

На фиг. 9 приведены результаты расчета по формуле (3.4), где $R - r_1 = \delta$. В расчетах приняты

$$A = 15 \frac{1}{\text{см мм Hg}}, \quad B = 365 \frac{b}{\text{см мм Hg}}, \quad \gamma = 10^{-2} \quad [10]$$

Как это видно из формулы (3.4) и приведенных графиков, U^*_{min} при $R = \text{const}$ не зависит от T и p и определяется лишь величиной γ . Максимальные измеренные значения γ не превышают 0.12 [10], поэтому величину $\gamma = 0.29$ следует считать завышенной. Величина $\gamma = 0.29$ формально найдена из условия равенства расчетного значения U^* по формуле (3.4) и наименьшего экспериментального значения U^* для обратной полярности (плазма — анод) в исследованном диапазоне изменения параметров.

Следует также подчеркнуть, что в диапазоне $\delta = (4-70)10^{-3}$ см напряжение U^* от γ зависит довольно слабо и с уменьшением δ и ростом T уменьшается. Можно заметить, что эти зависимости и данные фиг. 7 имеют некоторые общие закономерности. Как было отмечено выше, с ростом $I U z / a G$ значение T_{eff} повышается, а δ уменьшается. Таким образом, в обоих случаях U^* уменьшается с ростом температуры и уменьшением размера разрядного промежутка.

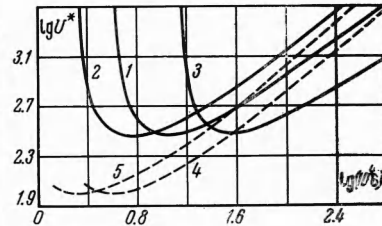
По-видимому, электрическая прочность промежутка дуга — электрод при прочих равных условиях в основном определяется слоем холодного газа, прилегающим к стенке. Поскольку в данных экспериментах секции интенсивно охлаждались, температуры их внутренних стенок и прилегающих к ним слоев газа не превышали 1000°K .

Изменение давления газа вдоль канала также было незначительным и находилось в пределах $1-2$ атм. Величины U^* из фиг. 7 для данных значений температуры и давления соответствуют изменению δ в диапазоне $3 \cdot 10^{-3} - 1.5 \cdot 10^{-1}$ см (см. фиг. 9), причем большие значения δ относятся к малым z , I и большим G . Таким образом, исходя из сравнения данных фиг. 7 и 9, можно сделать следующий вывод: если закон Пашена $U^* = f(p\delta / T)$ применим к данному случаю, несмотря на неприменимость теории Таунсенда — Роговского, то при больших z , I и малых G развитие процесса пробоя начинается в тонком приэлектродном слое ($\delta \approx 10^{-1} - 10^{-3}$ см). Однако следует ожидать, что с ростом тока в процессе развития разряда в переносе тока начинают играть важную роль заряженные частицы из все более глубоких слоев газа.

Полученные результаты и известные свойства самостоятельного разряда в промежутке дуга — стенка [11] позволяют наметить (предположить) следующую картину пробоя газа между цилиндрическим столбом (т. е. $\partial / \partial z = 0$) и стенкой канала. Разрядный промежуток условно можно разбить на две области. Первая область примыкает к столбу ($\xi < r < r_1$) и содержит относительно большое число электронов и ионов. Заряженные частицы проникают сюда из дуги за счет диффузии, а также возникают непосредственно в первой области вследствие фотоионизации и т. д. Осевая проекция плотности тока в первой области пренебрежимо мала по сравнению с плотностью тока в столбе дуги. Ток через единицу длины канала в радиальном направлении определяется уравнениями

$$i = 2\pi r e \left\{ \left(E_r - \frac{v_e H_\varphi}{c} \right) b_e n_e + \left(E_r - \frac{v_i H_\varphi}{c} \right) b_i n_i + D_e \frac{dn_e}{dr} - D_i \frac{dn_i}{dr} \right\} \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_r) = 4\pi e (n_i - n_e) \quad (3.6)$$



Фиг. 9. Расчетные кривые $U^* = f(R - r_1)$ для коаксиальных электродов при $R = 0.5$ см; $p = 1$ атм для кривых 1, 3, 4, и $p = 2$ атм для кривых 2 и 5; $\gamma = 10^{-2}$ для кривых 1, 2, 3 и $\gamma = 0.29$ для кривых 4 и 5; $T = 300^\circ\text{K}$ для кривых 1, 2, 4, 5, и $T = 1000^\circ\text{K}$ для кривой 3

На границе столба $r = \zeta$ величина E_r мала, перенос зарядов осуществляется в основном за счет диффузии, и падение потенциала U_1 на участке $\zeta < r < r_1$ мало. С ростом r величина E_r растет и на границе первой области при $r = r_1$ основную роль играет движение зарядов в электрическом поле. Вторая область располагается между первой областью и стенкой канала ($r_1 < r < R$). Здесь газ относительно холодный, $v_e \simeq 0$, $v_i \simeq 0$, ток переносится за счет E_r и определяется уравнением

$$i = 2\pi r e E_r (b_i n_i + b_e n_e) \quad (3.7)$$

и уравнением (3.6). Если плазма служит катодом и $n_i \ll n_e$, то уравнения (3.6) и (3.7) имеют решение [9,12], которое при малых i и $r_1/R \approx 1$ значительно упрощается [9] и записывается в виде

$$i = \left(U_1 - U_R - r_1 E_1 \ln \frac{R}{r_1} \right) r_1 E_1 b_e \quad (3.8)$$

где $U_1 = U(r_1)$, $E_1 = E_r(r_1)$.

Из (3.8) можно сделать следующий вывод. Несмотря на то, что дуга является практически неограниченным эмиттером электронов и для их размножения не требуются γ -процессы, при малой разности потенциалов ($U_1 - U_R$) ток остается ограниченным. Но с ростом $U_1 - U_R$ появляется новый существенный фактор: при больших E_r и i температура электронного газа становится выше температуры тяжелых частиц и начинается интенсивная неравновесная ионизация [13]. Причем такой ионизации присуща характерная неустойчивость — начиная с некоторого значения E_r , плотность тока быстро повышается. Можно предполагать, что в данном случае эта неустойчивость завершается дуговым пробоем.

Первичные электроны, которые возникают в разрядном промежутке за счет фотоионизации и фотоэмиссии стенки, также могут привести к развитию упомянутой неустойчивости. По-видимому, их роль значительна, когда плазма служит анодом, т. е. когда радиальное электрическое поле препятствует диффузии электронов в разрядный промежуток.

Из уравнения (3.5) видно, что знаки E_r и dn_e/dr для положительной полярности совпадают, а для отрицательной — противоположны. Этим можно объяснить различие величин U^* для положительной и отрицательной полярностей.

Таким образом, экспериментально исследован пробой промежуток дуговая плазма — холодный электрод. Определена зависимость потенциала пробоя от I, G, z . Показано, что U^* в первом приближении можно представить в виде функции размерного комплекса $I U z / a G$.

Поступила 21 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. T a t e n o Н., S a i t o К. Anodic phenomena in nitrogen Plasma. *Jet. Japan. J. Appl. Phys.*, 1963, vol. 2, No. 3.
2. С м о л я к о в В. Я. О некоторых особенностях горения электрической дуги в плазмотроне постоянного тока. ПМТФ, 1963, № 6.
3. H a r v e y Т. К., S i m p k i n s Р. G., A d s o c k В. D. Instability of arc columns. *AIAA Journal*, 1963, vol. 1, No. 3. (Рус. перев.: Неустойчивость дуговых столбов. *Ракетн. техн. и космонавтика*, 1963, т. 1, № 3.)
4. Д а у т о в Г. Ю., Ж у к о в М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМТФ, 1965, № 2.
5. С м о л я к о в В. Я. Критерий приближенного подобия дуги с самоустанавливающейся длиной, горящей в плазмотроне с вихревой газовой стабилизацией. ПМТФ, 1967, № 1.
6. А р о н о в М. А. Электрическая прочность воздушного промежутка между каналом открытой дуги и плоскостью. *Электричество*, 1965, № 11.
7. Д а у т о в Г. Ю., Д у д н и к о в Ю. С., С а з о н о в М. И. Исследование плазмотрона с межэлектродной вставкой. Изд. СО АН СССР, Сер. техн. наук, 1965, вып. 3, № 10.
8. Д а у т о в Г. Ю. Об одном критерии подобия электрических разрядов в газах. ПМТФ, 1968, № 1.
9. Э н г е л ь А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
10. М и к Дж., К р э г с Дж. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
11. Д а у т о в Г. Ю., С а з о н о в М. И. Напряженность электрического поля в стабилизированной вихрем дуге. ПМТФ, 1967, № 4.
12. К а п ц о в Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М. — Л., Гостехиздат, 1947.
13. К е г г е б р о к J. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating I. Theory *AIAA Journal*, 1964, vol. 2, No. 6. (Рус. перев.: Неравновесная ионизация вследствие нагрева электронов. I. Теория. *Ракетн. техн. и космонавтика*, 1964, № 6.)