

$U, \text{ в}$	$I, \text{ а}$	$G, \text{ г/сек}$	$P_z, \text{ мм Hg}$	η	$T, ^\circ\text{K}$	$R_d 10^{-3}$	$K \cdot 10^4$	$d, \text{ см}$
28.6	24.2	0.63	760	0.44	1220	3.34	0.90	0.4
22.8	52.8	0.63	760	0.46	1990	2.51	1.60	
21.4	94.6	0.62	760	0.46	3180	1.88	2.67	
22.0	154.5	0.61	760	0.45	5140	1.28	4.88	
29.2	24.8	0.84	146	0.57	1230	4.37	4.95	
26.0	52.3	0.83	189	0.56	2060	3.22	5.92	
23.3	94.6	0.82	232	0.56	3060	2.56	7.70	
22.4	153.5*	0.80	255	0.55	6080	1.68	14.25	
34.3	33.6	1.04	752	0.37	1000	3.13	0.38	
29.3	74.6	1.05	752	0.37	1780	2.23	0.71	
27.4	125.0	1.05	752	0.37	2630	1.78	1.09	0.8
25.6	160.1	1.06	752	0.35	2880	1.71	1.20	
33.0	73.3	1.02	84	0.50	2580	1.75	9.37	
30.2	123.2	1.03	99	0.52	3920	1.36	13.00	
27.0	167.4	1.04	106	0.49	4410	1.24	14.50	
42.8	32.3	1.78	745	0.30	745	3.22	0.14	
36.5	65.4	1.78	745	0.30	1080	2.53	0.21	1.6
31.2	108.0	1.78	745	0.29	1330	2.21	0.28	
30.5	138.0	1.78	745	0.29	1630	2.00	0.33	
39.0	86.6	1.65	42	0.46	2100	1.58	7.70	
32.0	129.0	1.65	44	0.45	2470	1.46	8.56	
29.2	166.0	1.65	44	0.45	2820	1.34	10.00	

это обстоятельство связано с некоторыми нарушениями внутреннего геометрического подобия по положению электродных пятен и вихреобразованию в камере.

Физический смысл комплекса $R_d \sqrt{K}$ при ламинарном пограничном слое на стенках камеры плазмотрона пока не очень ясен. Формально это обстоятельство может, например, трактоваться как существование некоторого эффективного линейного масштаба $d^* = \sqrt{d\Lambda}$, где d — определяющий размер, Λ — средняя длина свободного пробега.

Тепловую характеристику исследованных плазмотронов с точностью $\pm 15\%$ можно представить выражением

$$(1 - \eta) / \eta = 7.2 (R_d \sqrt{K})^{-1/2} \quad (2)$$

На основании полученных зависимостей легко провести анализ влияния диаметра анода на тепловые потери для различных условий.

Поступила 20 XI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Ребров А. К., Ярыгин В. Н. О влиянии конвективного теплообмена на характеристики плазмотрона. ПМТФ, 1967, № 1.

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВИХРЕМ ДУГЕ

Г. Ю. Даутов, М. И. Сазонов

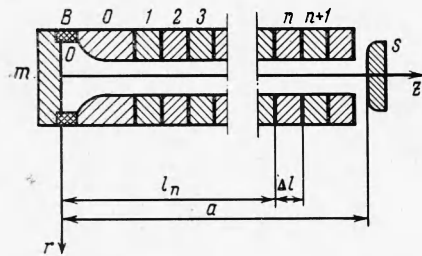
(Новосибирск)

Настоящая работа является продолжением [1] по измерению осевой составляющей напряженности электрического поля в дуге, стабилизированной вихревым потоком газа, и обобщению экспериментальных данных.

1. Экспериментальная установка, измерения и обобщение результатов. Измерения производились как при помощи секционированного канала, так и методом изменения межэлектродного расстояния. Методика проведения экспериментов описана в [1,2]. На фиг. 1 приведена схема плазмотрона, на котором измерения производились при помощи секционированного канала. Его основными деталями являются охлаждаемые водой электроды m и s и изолированные друг от друга секции 0, 1, 2, ..., n . Воздух подавался через тангенциальные отверстия в кольце закрутки B , расположенном между электродом m и нулевой секцией. В экспериментах по измерению потенциалов секций электростатическим вольтметром они охлаждались воздухом. В этом случае напряженность электрического поля E определялась по наклону кривой распределе-

ния потенциала вдоль оси z . При определении E вторым методом межэлектродное расстояние a изменялось за счет количества секций. Измерения производились на длине $l_1 < z < a$. Используемые в экспериментах толщины секций Δl , диаметры дуговой камеры d , диапазоны изменения тока I , расхода воздуха G , давления в струе газа в конце канала p , величин a и l_1 приведены в таблице.

Следует отметить, что при одинаковых I, G, p, d, l_n в пределах погрешностей их измерения значения потенциалов секций менялись из-за образования кратера в электроде m при длительной работе. Эти изменения составляли не более ± 7 в. Однако такие изменения не влияли на величину E , так как при этом производная распределения потенциала по z оставалась постоянной. В ряде случаев этого избежали путем более частой смены электрода m .



Фиг. 1. Плазматрон с секционированным каналом

В соответствии с [3, 4], обобщенную зависимость напряженности электрического поля в дугах, горящих в плазматронах указанной схемы, можно представить в виде

$$Ed = f(I/d, G/d, pd, a/d, z/d) \quad (1.1)$$

Ниже приводится обобщение для геометрически подобных дуговых камер, когда величина a/d постоянна и в обобщенную формулу входит как константа. В [1] было показано, что в определенных условиях на значительной длине столба зависимость E от z слаба и ею можно пренебречь. Эксперименты показали, что для приведенного в таблице диапазона параметров указанные условия выполняются при $z/d < 15$. Поэтому при обобщении этих данных формулу (1.1) можно упростить

$$Ed = f(I/d, G/d, pd) \quad (1.2)$$

В ограниченном диапазоне изменения параметров (1.2) можно записать в виде

$$Ed = c (G/d)_E^b (pd)^x (c_0 + c_1 I/d + c_2 I^2/d^2) \quad (1.3)$$

В [1] для $d = 1.04$ см, $p = 10$ н см⁻², $4 < a < 15$ см была получена формула

$$E = -3.55 \cdot 10^{-3} G^{0.15} (5160 - 14.8 I + 0.073 I^2) [в см^{-1}] \quad (1.4)$$

где $[G] = г сек^{-1}$, $[I] = а$.

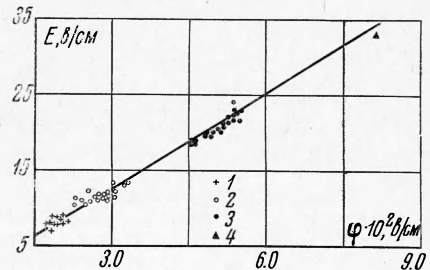
После предварительного определения γ обратный переход от (1.4) к более общей формуле (1.3) дает

$$E = -4.21 \cdot 10^{-2} \Phi [в см^{-1}], \quad \Phi = G^{0.15} p^{0.13} d^{-1.02} (355 - I/d + 5.13 \cdot 10^{-3} I^2/d^2) \quad (1.5)$$

$d = 0.5$	1—1.04	2	2	2	3	см
$\Delta l = 0.5$	0.75—1.2	1	1	1	2	см
$I = 70$	40—170	70—100	70—180	70—220	70—180	а
$G = 1.5$	6—12	4	8—16	20	8—24	гсек ⁻¹
$p = 10$	10—20	10	10—40	10	10	нсм ⁻¹
$l_1 = 1.3$	4	3	3	3	1.5	см
$a = 7.5—9$	15	30	30	30	45	см

Представляет интерес сравнение формулы (1.5), полученной при одном диаметре дуговой камеры, с экспериментальными данными для других диаметров. На фиг. 2 сплошная линия определена формулой (1.5) и там же нанесены экспериментальные точки 1, 2, 3, 4, соответствующие диаметрам 3, 2, 1, 0.5 см для приведенного в таблице диапазона изменения параметров. Как видно, имеется удовлетворительное согласие формулы с экспериментом и для других значений d . Таким образом, даже весьма ограниченное количество экспериментальных данных при их обработке при помощи размерных комплексов, соответствующих переменным частям безразмерных критериев, дает полезную информацию о свойствах дуги в более широком диапазоне изменения параметров.

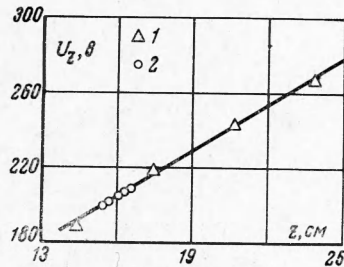
В настоящей работе величина γ найдена на основе данных, охватывающих малый



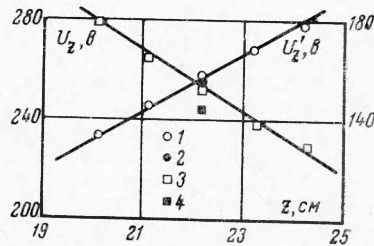
Фиг. 2. Сравнение формулы (1.5) с экспериментом

диапазон изменения p . Поэтому для ее уточнения необходимы эксперименты с изменением p , по крайней мере, на порядок.

2. Связь потенциала секции с потенциалом дуги. Естественно возникает вопрос, к какому сечению дуги относить потенциал секции. Для случая, когда цилиндрическая дуга почти полностью заполняет дуговую камеру и секции работают в режиме зонда, этот вопрос рассмотрен в работах [5-7]. В случае плазматронов, когда между стенкой дуговой камеры и столбом дуги имеется значительный слой холодного газа, условия работы секции существенно отличаются от режима зонда и требуют особого рассмотрения. С этой целью были проведены следующие эксперименты.



Фиг. 3. Распределение потенциала при прямой полярности



Фиг. 4. Сравнение потенциалов изолированных и замкнутых секций

а) При прямой полярности плазматрона (m — катод, s — анод) и $d = 2$ см секция, для которой $\Delta l = 1$ см и $l_n = 15.5$ см, заменялась пятью секциями толщиной по 0.15 см (с учетом изолятора 0.2 см). На фиг. 3 точки 2 представляют собой потенциалы этих тонких секций при $I = 100$ а, $G = 8.1$ г/сек⁻¹, $a = 29.2$ см, а точки 1 — потенциалы секций с $\Delta l = 1$ см при тех же значениях I и G . На графике точки 1 отнесены к средним сечениям секций. Как видно, точки 2 хорошо ложатся на кривую распределения потенциала, определенную при помощи секций толщиной 1 см. Поэтому можно считать, что в условиях эксперимента потенциал секции равен потенциалу дуги в среднем сечении секции.

б) Справедливость этого вывода для прямой полярности плазматрона также была проверена путем измерения потенциала электрически замкнутых секций n , $n + 1$, $n + 2$, $n + 3$, $n + 4$ при $l_n = 19.4$ см, $\Delta l = 1$ см, $d = 2$ см, $I = 100$ а, $G = 8.2$ г/сек⁻¹, $a = 29.2$ см.

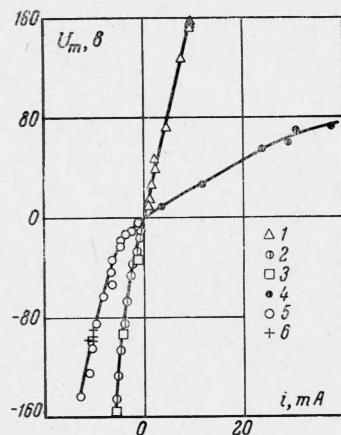
На фиг. 4 точка 2 представляет собой потенциал замкнутых секций, а точки 1 — потенциалы тех же секций до их замыкания. Имеется хорошее совпадение точки 2 с потенциалом средней секции. Таким образом, даже для секции $\Delta l = 5$ см ее потенциал равен потенциалу дуги в среднем сечении. Экспериментальные данные для напряженности электрического поля, использованные выше для обобщения, были получены при прямой полярности, и поэтому измеренные потенциалы относились к средним сечениям секций.

в) Аналогичные эксперименты проводились и при обратной полярности плазматрона (m — анод, s — катод). На фиг. 4 точки 3 представляют собой потенциалы пяти изолированных друг от друга секций, а точка 4 — потенциал тех же самых секций при их замыкании между собой. В данном случае потенциал замкнутых секций заметно отличается от потенциала средней секции. Это отклонение может быть объяснено на основе рассмотрения вольт-амперных характеристик несамостоятельного разряда между столбом дуги и секциями.

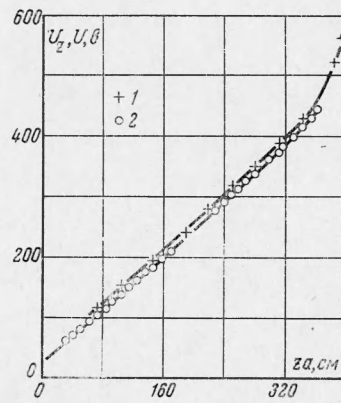
г) В настоящих экспериментах падение потенциала на длине столба дуги, равной толщине секций, составляло 10—30 в. Поэтому при линейном распределении потенциала вдоль дуги потенциалы соседних секций отличаются на эту же величину. Необходимо было выяснить, не искажается ли потенциал секций из-за влияния соседних при существовании таких разностей потенциалов. С целью проверки секция с $\Delta l = 1$ см, $l_n = 24.5$ см при $I = 182$ а, $G = 20$ г/сек⁻¹ и прямой полярности плазматрона замыкалась с анодом, т. е. на нее подавался потенциал около 600 в, в то время как ее плавающий потенциал (т. е. потенциал изолированной секции) был равен 285 в. Замыкание секции с анодом не влияло на потенциалы соседних секций. Таким образом, как и в случае цилиндрической дуги [6], возмущением потенциала секции из-за влияния соседних секций можно пренебречь.

3. Несамостоятельный разряд. Вольт-амперные характеристики несамостоятельного разряда между дугой и секциями позволяют выяснить некоторые особенности работы секций и методики измерений потенциала дуги. На фиг. 5 приведены вольт-ам-

перные характеристики $U_m(i)$ этого разряда для двух секций $l_n = 16.3$ см и $l_n = 23.6$ см при $d = 2$ см, $\Delta l = 1$ см. На графиках по оси ординат отложено падение потенциала на несамостоятельном разряде (разность потенциалов секции и дуги в среднем сечении секции), а i представляет ток через рассматриваемую секцию. За положительное направление i принято направление от секции к дуге. Эти эксперименты проводились при прямой и обратной полярностях плазмотрона. Когда полярность была прямой, участки вольт-амперных характеристик разряда в случае $U_m > 0$ (точки 1, 4) были получены изменением сопротивления между секцией и анодом, а в случае $U_m < 0$ (точки 2, 5) — подачей напряжения на секции от источника питания



Фиг. 5. Вольт-амперные характеристики несамостоятельного разряда между дугой и секциями при $I = 100a$, $a = 29.2$ см; 1, 2, 3 — $l_n = 16.3$ см, 4, 5, 6 — $l_n = 23.6$ см



Фиг. 6. Зависимость напряжения дуги от ее длины (кривая 1) и распределение потенциала (кривая 2) при $I = 140$ а, $G = 12.1$ г сек⁻¹, $d = 2$ см и прямой полярности

УИП-1. Зависимости напряжения разряда от тока при обратной полярности плазмотрона (точки 3, 6) были получены изменением сопротивления между секцией и катодом. Как видно, вольт-амперные характеристики для прямой и обратной полярностей плазмотрона совпадают.

Одной из особенностей этих характеристик по сравнению с вольт-амперными характеристиками секций, работающих в режиме зондов (например, [5]), являются значительно меньшие токи при одинаковых падениях потенциала, а вольт-амперная характеристика секции $l_n = 16.3$ см даже внешне не напоминает зондовую.

На фиг. 5 также видно, что для секции $l_n = 16.3$ см при $-30 < U_m < 160$ в и для секции $l_n = 23.6$ см при $-6 < U_m < 10$ в зависимость напряжения разряда от тока почти линейная. Рассмотрим разряд между секцией $l_n = 16.3$ см и столбом дуги. При $d = 2$ см для диапазона изменения параметров таблицы имеем $E = 10-12$ в см⁻¹, следовательно, падение потенциала на участке дуги внутри секции толщиной 1 см равно 10—12 в. Вследствие этого разность плавающего потенциала секции и потенциала дуги в любом сечении в пределах толщины секции по абсолютной величине не превышает 10—12 в. Следовательно, вольт-амперная характеристика разряда между элементами секции и дугой будет линейной, а плавающий потенциал секции равен потенциалу дуги в среднем сечении секции. Сравнение вольт-амперных характеристик показывает, что с ростом l_n их линейные участки около начала координат уменьшаются. Поэтому при больших l_n для того, чтобы плавающий потенциал можно было приравнять потенциалу дуги в среднем сечении секции, требуется секция малой толщины. В противном случае секция приобретает потенциал дуги в сечении, смещенном от среднего. Известно, что когда секция канала цилиндрической дуги работает в режиме зонда, то она, как правило, приобретает потенциал дуги в сечении, близком к ее срезу [5]. Таким образом, несмотря на значительный расход газа, при больших значениях l_n поведение плавающего потенциала секции электродуговой камеры плазмотрона приближается к случаю [5-7]. Это вполне закономерно, так как с ростом l_n толщина слоя холодного газа между столбом дуги и стенкой камеры уменьшается.

Вернемся к объяснению результатов фиг. 4. Для этого воспользуемся следующими свойствами вольт-амперных характеристик, приведенных на фиг. 5: 1 — при $U_m = \text{const}$ с ростом l_n растет i ; 2 — для одинаковых значений l_n , если имеет место $U_m' = |U_m''|$, $U_m' > 0$, $U_m'' < 0$, то $|i'| \geq |i''|$.

Рассмотрим случай прямой полярности, когда секции n , $n+1$, $n+2$, $n+3$, $n+4$ замкнуты. Для секций n , $n+1$ имеем $U_m > 0$, а для секций $n+3$, $n+4$ — $U_m < 0$. Кроме того, l_{n+3} и l_{n+4} больше l_n и l_{n+1} . Ввиду указанных свойств вольт-амперных характеристик на токи через секции $n+3$ и $n+4$ отрицательность U_m и большие значения расстояния от электрода m до этих секций влияют в противоположных направлениях, и эти факторы взаимно компенсируются. Поэтому потенциал пяти замкнутых секций равен потенциалу средней секции.

При обратной полярности эти факторы действуют в одном направлении, следовательно, плотность положительных токов через последние секции увеличивается. Поэтому сечение с нулевой плотностью тока, где потенциалы дуги и замкнутых секций равны, смещается вниз по потоку.

4. Влияние длины и тока дуги на напряженность электрического поля. В результате проведенных экспериментов было установлено, что рост межэлектродного расстояния a и, следовательно, длины дуги влияет на величину E несколькими путями. Во-первых, начиная с некоторого значения a , зависимость распределения потенциала U_z вдоль оси z начинает отклоняться от линейной (фиг. 6). Отклонение от линейности наступает тем раньше, чем больше I и чем меньше G .

Во-вторых, с ростом a при постоянных I , G , p , d повышается количество подводимого к газу тепла. Следовательно, растет температура газа на выходе из дуговой камеры и повышается давление в фиксированном сечении $z = \text{const}$. Так, например, давление в сечении $z = a_1$ при постоянном значении давления в струе газа p на выходе из дуговой камеры с ростом a от a_1 до a_2 возрастает от p до p_1 , где $p_1 > p$. Поэтому на линейном участке изменения U_z с ростом a от a_1 до a_2 из-за возрастания давления напряженность в сечении $z = a_1$ возрастает.

Формула (1.5) получена путем обобщения данных при условии $I < 220$ а, $25 < I/d/180$ а см⁻¹. В этой формуле численные значения коэффициентов c_0 , c_1 , c_2 зависят от I/d , G/d , pd и лишь в ограниченном диапазоне изменения последних коэффициенты можно считать постоянными. Представляет интерес оценка влияния I на E при больших значениях I/d . Зависимость безразмерной величины E/E_0 от I при $G = G_0$, $p = p_0$, $d = d_0$, $a = a_0$ можно записать в виде $E/E_0 = \psi(I)$, где E_0 — минимальное значение E при $I = I_0$. В исследованном диапазоне изменения I/d имеем

$$\psi(I) = (c_0 + c_1 I/d_0 + c_2 I^2/d_0^2)(c_0 + c_1 I_0/d_0 + c_2 I_0^2/d_0^2)^{-1} \quad (4.1)$$

На фиг. 7 сплошная кривая определена формулой (4.1) для $d_0 = 1.4$ см. Сравнительно этой кривой проверена до значений $I/d = 180$ а см⁻¹, что при $d_0 = 1.4$ см соответствует току $I_1 = 250$ а. При тех же условиях по косвенным данным неопубликованной работы О. И. Ясько и А. И. Жидовича, любезно представленной нам, для тока порядка 1000 а напряженность электрического поля составляет приблизительно 70 в см⁻¹, что соответствует точке I , обозначенной о на фиг. 7. Для грубой оценки значения E при больших токах можно воспользоваться пунктирной линией, соединяющей точку I и точку на сплошной кривой, соответствующую $I_1 = 250$ а.

Поступила 10 XI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Даутов Г. Ю., Дудников Ю. С., Жуков М. Ф., Сазонов М. И. Распределение потенциала вдоль дуги в плазматроне вихревой схемы. ПМТФ, 1965, № 5.
2. Даутов Г. Ю., Дудников Ю. С., Сазонов М. И. Исследование плазматрона с межэлектродной вставкой. Изв. СО АН СССР, 1965, № 10, вып. 3.
3. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМТФ, 1965, № 2.
4. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Критериальное обобщение характеристик плазматронов вихревой схемы. ПМТФ, 1965, № 6.
5. Edels H., Kimblin C. W. A technique for the measurement electrical conductance of plasma columns. Международный симпозиум по свойствам и применению низкотемпературной плазмы при XX Международном конгрессе по теоретической и прикладной химии, М., 1967.
6. Meske H. B., Dean R. C., Pytte A. Cooled anodes with arc-heated flow. J. E. E. E. Transactions on nuclear science, 1964, vol NS-11, No 1.
7. Emmons H. W., Zand R. I. The Poiseuille plasma experiment. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 12.