

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВДОЛЬ ДУГИ В ПЛАЗМАТРОНЕ ВИХРЕВОЙ СХЕМЫ

Г. Ю. Даутов, Ю. С. Дудников, М. Ф. Жуков, М. И. Сазонов

(Новосибирск)

Имеющиеся в литературе исследования распределения потенциала вдоль дуги и влияния длины дуги на ее вольт-амперные характеристики в основном посвящены открытым дугам [1], цилиндрическим дугам [2,3] и дугам в ламинарном потоке при малых расходах газа [4]. Для определения распределения потенциала в открытых дугах успешно применяются вращающиеся зонды [1]. В случае же цилиндрических дуг и дуг в ламинарном потоке, горящих в каналах, применение подвижных зондов связано с большими техническими трудностями. Обычно такие дуги почти полностью заполняют стабилизирующий канал, который состоит из изолированных друг от друга колец-секций. Поэтому такие секции при больших сопротивлениях в их внешней цепи работают в режиме зонда и позволяют определять распределение потенциала вдоль дуги. Известны также попытки определения распределения потенциала вдоль стабилизированных дуг при помощи зондов [5].

В случае мощных плазматронов, имеющих большое значение для промышленности и высокотемпературных исследований, стабилизированная дуга горит в турбулентном потоке и на большой длине между каналом и столбом дуги имеется значительный слой холодного газа. Падение потенциала на этом слое может быть большим. В этом случае секции при их соединении с одним из электродов через большие сопротивления работают не как обычные зонды, а как электроды несамостоятельного разряда между столбом и стенкой канала через слой холодного газа. Опубликованные исследования по определению распределения потенциала в плазматронах с такими условиями работы нам неизвестны.

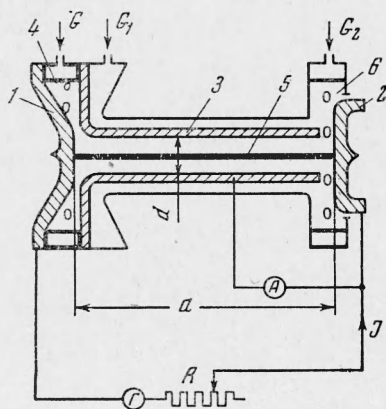
В некоторых случаях для качественного описания распределения потенциала вдоль дуги, горящей в потоке газа, используются данные [6], полученные методом измерения межэлектродного расстояния. Однако в этой работе, по данным ее авторов, дуга являлась нестабилизированной, и ее длина значительно превышала расстояние между электродами.

Данная работа посвящена определению напряжения стабилизированной дуги при изменении ее длины в турбулентном потоке (в экспериментах число Рейнольдса на входе в канал, определенное по средней осевой скорости холодного газа, менялось от $2,7 \cdot 10^4$ до $8,1 \cdot 10^4$). Из данных по напряжению определено распределение потенциала. Кроме того, распределение потенциала измерено непосредственно при помощи электростатических вольтметров.

Схема экспериментальной установки. На фиг. 1 приведена схема плазматрона для исследования влияния длины дуги и расхода газа на (U, I) -характеристики (U — напряжение и I — ток дуги). Его основными деталями являются медные охлаждаемые водой катод 1 и анод 2 с плоскими торцевыми поверхностями и медная цилиндрическая трубка 3 с воздушным охлаждением. Воздух в дуговую камеру подается через четыре тангенциальные отверстия диаметром 3 мм в кольце закрутки 4 на расстоянии $2,5 \cdot 10^{-2}$ м от оси камеры. Для проверки стабилизации положения дуги 5 были проведены эксперименты, где каналом 3 служила кварцевая трубка. Они показали, что в диапазоне изменения параметров в наших экспериментах дуга достаточно стабильно располагалась по оси трубки.

Изменение длины дуги производилось за счет длины трубки 3. Отсутствие шунтирования дуги на трубку 3 проверялось при помощи амперметра А. Расстояние между анодом 2 и трубкой 3 во всех экспериментах поддерживалось равным 5 мм, минимальный зазор между катодом 1 и трубкой 3 составлял 2,8 мм, а вход трубки 3 имел радиус закругления 8 мм.

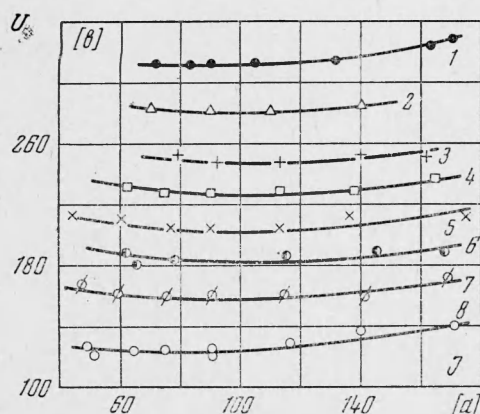
При уменьшении длины дуги при постоянных значениях тока и расхода G ее мощность уменьшается. Это приводит к уменьшению давления в зоне горения дуги по сравнению со случаем длинной дуги. Поэтому для регулирования давления независимо от длины дуги использовалась камера противодействия 6. В эту камеру пода-



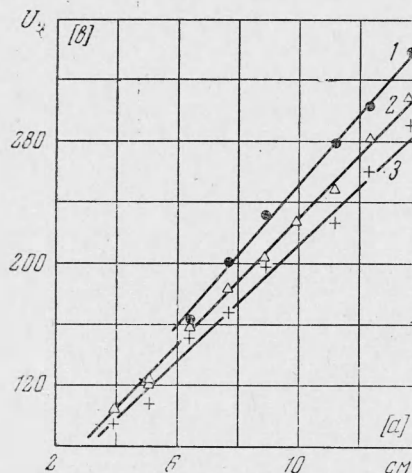
Фиг. 1. Схема плазматрона. 1 — катод, 2 — анод, 3 — трубка, 4 — кольцо закрутки, 5 — дуга, 6 — камера противодействия, Г — генератор, G , G_1 , G_2 — подача воздуха.

нению со случаем длинной дуги. Поэтому для регулирования давления независимо от длины дуги использовалась камера противодействия 6. В эту камеру пода-

вался воздух и, меняя его расход G_2 , можно было регулировать давление в зоне горения дуги. Предварительно была снята зависимость давления p у цилиндрической стенки камеры закрутки от G и I при максимальной длине дуги (при этом выхлоп осуществлялся в атмосферу). В дальнейших экспериментах поддерживалось такое давление, какое было при дуге с максимальной длиной для тех же значений G и I , а истечение газа из дуговой камеры осуществлялось через зазор между анодом 2 и камерой противодавления 6. Измерение U и I производилось приборами Н-375 класса 1.5, измерение потенциала секций — электростатическими вольтметрами С-50 и С-95 класса 1.5, измерение расходов воздуха — ротаметрами типа РС-7 и РС-5, а измерение p_k — образцовым манометром типа МО класса 0.35.



Фиг. 2. Напряжение дуги в зависимости от тока. Кривые 1 — 8 получены соответственно для $a = 136, 123, 111, 100, 89, 77, 64.5, 51.5$ мм при $G = 8 \text{ г/сек}^{-1}$.



Фиг. 3. Напряжение дуги в зависимости от ее длины при $I = 90 \text{ а}$, $d = 10.4$ мм; кривая 1 — $G_1 = 12.8 \text{ г/сек}^{-1}$, кривая 2 — $G = 8 \text{ г/сек}^{-1}$.

В случае определения распределения потенциала электростатическими вольтметрами трубка 3 выполнялась из отделенных друг от друга изоляторами секций толщиной $7.5 \cdot 10^{-3}$ м, охлаждаемых воздухом. Длина трубки 3 оставалась постоянной и равной максимальной ее длине при определении (U, I) -характеристик. Кроме того, измерялись потенциалы секций при прохождении через них небольшого тока несамостоятельного разряда (секции соединялись с анодом через сопротивления $9.1 \cdot 10^6 \text{ ом}$).

Характеристики дуги. На фиг. 2 приведены (U, I) -характеристики для различных межэлектродных расстояний. Их особенностью является отсутствие крутопадающих участков. Начиная с тока приблизительно 100 а они становятся восходящими. Это подтверждает вывод [7] о том, что одной из основных причин формирования падающих (U, I) -характеристик дуг в плазматронах в указанном диапазоне изменения параметров является уменьшение длины дуги с ростом тока. Характеристики для расходов 4, 6, 10 и 12 г/сек^{-1} аналогичны изображенным на фиг. 2 и поэтому они здесь не приводятся.

На фиг. 3 показано напряжение дуги в зависимости от ее длины a для тока 90 а . Из этой фигуры видно, что U линейно зависит от a и очень слабо от G . Зависимости для других токов и расходов в диапазоне $I = 60 - 170 \text{ а}$, $G = 4 - 12 \text{ г/сек}^{-1}$ качественно не отличаются от приведенных. Отсюда следует, что значительный рост U с ростом G в обычных плазматронах вихревой схемы, где длина дуги определяется шунтированием, в указанном диапазоне изменения параметров в основном определяется удлинением дуги. В нашем случае слабая зависимость U от G объясняется тем, что основная часть газа проходит у стенок трубки на значительном расстоянии от дуги, не оказывая существенного влияния на процессы в столбе дуги.

При постоянном значении числа Кнудсена характеристики дуг для исследованного типа плазматронов обобщаются в виде [7]

$$U = \frac{I}{d} f_1(a/d, G/d, I^2/Gd) \quad (1)$$

Для $d = \text{const}$ с учетом линейного изменения U в зависимости от a

$$U = c + af(I, G, I^2/G) \quad (2)$$

Из экспериментальных данных видно (например из фиг. 3), что для приведенного диапазона изменения параметров s можно принять постоянной величиной, равной 20 ϵ .

Функцию f разложим в ряд по I

$$f = \psi_0(G) + \psi_1(G) I + \psi_2(G) I^2 + \dots$$

Приближенная однотипность форм (U, I) -характеристик для различных G наводит на мысль о возможности представления f в более упрощенной форме

$$f = \psi(G) (c_0 + c_1 I + c_2 I^2)$$

В узком диапазоне изменения G в качестве $\psi(G)$ можно брать степенную функцию. Полученная таким способом эмпирическая формула имеет вид

$$U = 20 + a G^{0.15} (5160 - 14.8I + 0.073I^2) \quad (3)$$

Здесь $[U] = \epsilon$, $[a] = \text{м}$, $[G] = \text{кг сек}^{-1}$, $[I] = \text{а}$, $50\text{а} < I < 170\text{а}$, $0.004 < G < 0.012$, расстояние от катода было 0.04—0.13 м, $d = 0.0104$ м. Имеющиеся максимальные отклонения экспериментальных данных от формулы (3) близки к максимальным случайным погрешностям измерений.

Фиг. 4. Распределение потенциала вдоль дуги при $G = 8 \text{ г сек}^{-1}$, $I = 75\text{а}$, $d = 10.4 \text{ мм}$. Потенциал катода принят за нуль. Точка 1 — метод изменения длины дуги, точка 2 — электростатический метод, z — расстояние от катода

Распределение потенциала вдоль дуги. Применение камеры противодействия b в экспериментах по определению потенциала методом изменения длины дуги (фиг. 1) позволяло при укорачивании трубки 3 поддерживать распределение давления в зоне горения дуги постоянным. Условия горения дуги на участке между срезом трубки и анодом весьма сложны и отличаются от условий в трубке. Непосредственно у анода имеется сложное течение нагретого завихренного потока, и поведение области анодного падения потенциала в этих условиях неизвестно. В силу этого в настоящее время трудно сделать какие-либо теоретические оценки величины падения потенциала на этом участке. Поэтому потенциал дуги UU° относительно анода на срезе трубки (на расстоянии 4.5 мм от анода) определялся при помощи вращающегося зонда [1].

Обработка осциллограмм зондовой характеристики показала, что потенциал в точке B измерения зондом при отсутствии явления шунтирования между дугой и каналом 3 с изменением межэлектродного расстояния меняется слабо и для приведенных значений G , I и a остается в пределах $-14 \pm 4\epsilon$. (Здесь не учитывается погрешность из-за контактной разности потенциалов около зонда.) Величина $U^+ = U + U^\circ$ представляет потенциал точки B относительно катода. На фиг. 4 приведено распределение потенциала, определенное таким методом. Пренебрегая этой слабой зависимостью U° от межэлектродного расстояния, из (3) получаем приближенную формулу для напряженности поля в столбе дуги

$$E = - G^{0.15} (5160 - 14.8I + 0.073I^2) \epsilon \text{ м}^{-1} \quad (4)$$

Для условий эксперимента величина E находится в пределах 1900—2500 $\epsilon \text{ м}^{-1}$.

Измерение распределения потенциала производилось также путем измерения потенциалов изолированных секций трубки 3. Эти результаты также нанесены на фиг. 4. Хорошее совпадение о пригодности обоих методов определения потенциала.

Были также проведены измерения потенциалов секций при прохождении через них тока несамостоятельного разряда порядка 10^{-5} а . Результаты таких измерений для концевой участка дуги, где напряжение несамостоятельного разряда при малых токах относительно мало, показали совпадение с данными измерений по приведенным выше методам. Для начальных секций при токах порядка 10^{-5} а последний метод дает несколько завышенное значение потенциала, так как имеется некоторое повышение его на участке несамостоятельного разряда через слой газа (здесь учитывается знак потенциала).

Калориметрический анализ показал, что потери тепла через трубку 3 малы (тепловой к. п. д. положительного столба порядка 90%), и поэтому среднemasовая температура газа по мере движения вдоль канала растет. Таким образом, линейное распределение потенциала не является достаточным условием постоянства профиля температуры по длине канала. Такое распределение потенциала можно объяснить перестройкой профиля температур по длине канала и изменением состава воздуха вниз по потоку из-за химических реакций и диссоциации.

Слабая зависимость распределения потенциала от расхода газа объясняется тем, что на изученных длинах лишь небольшая часть газа подвергается непосредственному влиянию дуги. С ростом длины, когда все большая и большая часть газа нагревается, распределения потенциала для различных расходов могут значительно отличаться. И, наконец, при очень больших длинах наступает такое состояние, когда мощность единицы длины дуги равна потере тепла через единицу длины канала, и дальнейший рост потенциала снова происходит линейно [8]. Однако в случае турбулентного движения из-за турбулентного перемешивания газа напряженность электрического поля должна отличаться от напряженности в безрасходной цилиндрической дуге при тех же токах и диаметрах канала.

Поступила 11 II 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Finkelburg W., Segal S. M. High temperature plasma properties from high current arc stream measurements. Phys. Rev., 1960, No 15, vol. 80.
2. Maescker H. Messung und Auswertung von Bogencharakteristiken (Ar, N₂). Z. Phys., 1960, H. 4, B. 158.
3. Шейндлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А., Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, № 10, т. 33.
4. McKee H. B., Dean R. C., Pytte A. On cooled anodes in contact with a laminar arc — heated flow. IEEE Trans. nucl. sci., 1964, No 1, VNS — 11.
5. Bennett S., Connors J. F. Theory and experiment with a gas stabilized constricted arc. IEEE Trans. nucl. sci., 1964, No 1, VNS — 11.
6. Holm R., Kirschtein B., Koppelman F. Überblick über die Physik der Starkstromlichtbogens mit besonderer Berücksichtigung der Löschung in Hochleistungswechselstromschaltern. Wiss. veröff. Siemens-Konz. 1934, H. 2, B. 13.
7. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф. Некоторые обобщения исследований электрических дуг. ПМТФ, 1965, № 2.
8. Даутов Г. Ю. Положительный столб электрической дуги в потоке. ПМТФ, 1963, № 4.

ИСКАЖЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ВЫРОЖДАЮЩЕЙСЯ ИЗОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВЗВЕШЕННЫХ В ЖИДКОСТИ ЧАСТИЦ

Ю. А. Бувевич, Ю. П. Гупало

(Москва)

Анализ полученных ранее [1] динамических уравнений для корреляций скоростей жидкости и взвешенных в ней мелких частиц свидетельствует, что в конечном периоде вырождения изотропной турбулентности наличие взвешенных частиц не только приводит к более быстрому (экспоненциальному) затуханию пульсаций, но в случае конечных значений отношения плотностей жидкости и материала частиц обуславливает также искажение спектра турбулентности и уменьшение ее масштабов.

В конечном периоде вырождения изотропной турбулентности смеси жидкости и частиц, плотности которых выше плотности жидкости, следы корреляционных тензоров описываются системой уравнений [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} V_{i,i} &= 2\nu \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} V_{i,i} \right) - c\rho (2V_{i,i} - T_{i,i}) \\ \frac{\partial}{\partial t} W_{i,i} &= -c\kappa (2W_{i,i} - T_{i,i}) \quad \left(c = \frac{9\nu}{2a^2} \right) \\ \frac{\partial}{\partial t} T_{i,i} &= \nu \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} T_{i,i} \right) - c(\rho + \kappa) T_{i,i} + 2c(\rho W_{i,i} + \kappa V_{i,i}) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость жидкости, a — радиус частиц, которые предполагаются сферическими, ρ — средняя объемная концентрация частиц в смеси, κ — отношение плотностей жидкости и материала частиц,

$$V_{i,i} = \langle (v_i)_A (v_i)_B \rangle, \quad W_{i,i} = \langle (w_i)_A (w_i)_B \rangle, \quad T_{i,i} = 2 \langle (v_i)_A (w_i)_B \rangle$$

Здесь v_i и w_i — компоненты пульсационных скоростей жидкости и частиц.

Система (1) была получена в предположении $\rho \ll 1$, $a \ll \lambda_0$, где λ_0 — внутренний масштаб турбулентности. Кроме того, для силы взаимодействия между частицами и жидкостью было принято обычное выражение Стокса.