

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. П. Пушкарев, В. И. Попов, Л. Ф. Гончаренко,
В. М. Гузей, Температурная устойчивость дуги плазматрона
постоянного тока, *ТВТ*, 1969, том 7, выпуск 2, 355–357

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.90.61

10 ноября 2024 г., 23:47:16



a_0 — адиабатическая скорость звука (скорость звука по Лапласу) [1], K^0 — единичный вектор в направлении распространения колебаний.

Из уравнения (11) в предположении $\omega_r \gg \omega_i$ находим фазовую скорость распространения малых возмущений

$$V_\phi = \frac{\omega_r}{K} = a_0 \sqrt{\frac{1 + \delta/\gamma}{1 + \delta}} \quad (16)$$

Множитель δ зависит от угла между направлением распространения колебаний и током, протекающим через плазму.

Для случая, когда колебания распространяются перпендикулярно току, $\delta = 0$ и фазовая скорость определяется выражением (15). Когда колебания распространяются по току, δ достигает своего максимального значения, и если при этом выполнено условие

$$\delta = \frac{5k\theta}{2\rho_0 c_{\nu 0} a_0 \alpha} j_0 = M_T \alpha \gg 1, \quad (17)$$

(где $M_T = V_T / a_0$ — число Маха токовой скорости, а α — степень ионизации плазмы), то фазовая скорость распространения колебаний может быть представлена как

$$V_\phi = \sqrt{P_0 / \rho_0},$$

т. е. в этом случае имеем дело с ньютоновской скоростью звука в плазме [1].

Например, для аргоновой плазмы при $T_0 = 14 \cdot 10^3$ °К и $P = 6$ атм [2] условие (17) имеет место при плотностях тока, превышающих 10^5 а/см². Условие (8а) при этом выполняется для частот порядка 10^3 Мгц.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
7 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. В. Стретт (лорд Рэлей). Теория звука, ОГИЗ, 1944.
2. Ш. Лин, Е. Реслер, А. Кантровиц. Вопросы ракетной техники, № 1, 1956.

УДК 537.527

ТЕМПЕРАТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДУГИ ПЛАЗМАТРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА

Г. П. Пушкарев, В. И. Попов, Л. Ф. Гончаренко,
В. М. Гузей

Расширение температурной шкалы в область высоких температур требует создания высокостабилизированного плазменного источника с устойчивыми термодинамическими и спектральными характеристиками. Параметры свободной струи плазмы, истекающей из сопла плазматрона, и закрытой дуги постоянного тока существенно зависят от рабочего режима плазмообразователя и являются функциями многих факторов [1]. Однако в дуговой камере плазматрона хорошо выполняются условия стабилизации и сжатия, поэтому представляет интерес выяснить влияние рабочих режимов на осевую температуру дуги струйного плазматрона.

Исследование дуги проводилось на классической модели плазматрона постоянного тока в атмосфере аргона с вихревой стабилизацией (рис. 1). Дуговая камера, выполненная из термостойкого стекла, позволяла регистрировать излучение в любом направлении, перпендикулярном оси дуги. В процессе эксперимента записывались на самописцах тепловые, электрические и спектральные величины.

Основные рабочие параметры плазматрона: ток дуги $I = 60-130$ а; давление в камере $P = 0,5-3$ атм, расход газа $G = 0,2-0,9$ г/сек; межэлектродный зазор 9 мм; диаметр анодной диафрагмы 3,5 мм; диаметр дуговой камеры ~ 63 мм. Критерием выбранных диапазонов изменения давления и силы тока служило возможное самопроизвольное отклонение рабочих параметров при использовании предлагаемой кон-

струкции в качестве температурного эталона. Изображение дуги при помощи конденсоров фокусировалось на щель спектрографа ИСП-51 с камерой $f = 270$ мм, на коллиматор фотоиода, измеряющего интегральную интенсивность плазменного столба, и на экран для визуального измерения геометрии центральной части дугового промежутка. Эталонным излучателем служила ленточная лампа накаливания СИ10-300. Экспериментальные спектры обрабатывались на микрофотомере МФ-4.

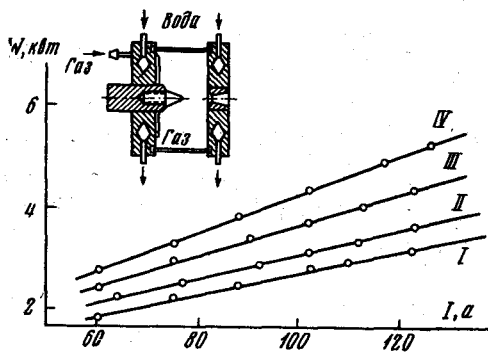


Рис. 1. Зависимость подводимой мощности W от силы тока дуги I :

I — $P = 0,5$ атм; II — $P = 1,0$ атм; III — $P = 1,5$ атм; IV — $P = 2,0$ атм

режим работы плазматрона, являются ток дуги и давление в дуговой камере. Величина подводимой мощности линейно зависит от тока (рис. 1), и для данной конструкции плазматрона можно записать

$$W = W_0 + \alpha I, \quad (1)$$

где W — мощность, подводимая к дуге; W_0 и α — функции давления, определяющие смещение по оси ординат и угол наклона к оси абсцисс зависимости $W = f(I)$ и характерные для выбранной конструкции плазмогенератора.

На рис. 2, а, приведены качественные данные об изменении геометрии центральной части дугового столба. Для повышения точности измерения диаметра на экран

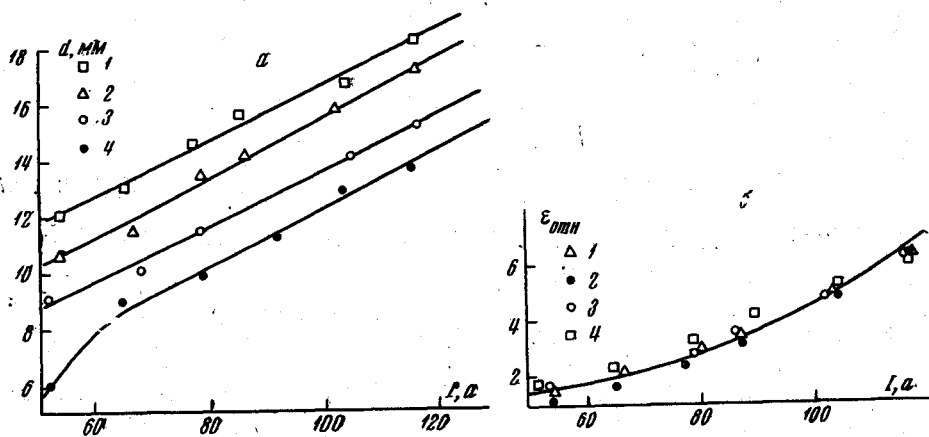


Рис. 2. Зависимость диаметра средней части дуги от тока дуги (а) (визуальное измерение):

1 — $P = 1,5$ атм; 2 — 2 атм; 3 — 2,5 атм; 4 — 3 атм

Относительное изменение интегральной интенсивности излучения ϵ от тока дуги (б):

1 — $P = 0,5$ атм; 2 — 1 атм; 3 — 1,5 атм; 4 — 2 атм

проектировалось увеличенное в девять раз изображение дуги, причем граничной поверхностью дуги считалась зона перехода от голубого к желтому свечению, составляющая в наших экспериментах ширину ~ 1 мм.

Как видно из рисунка, диаметр центральной части дуги прямо пропорционален величине тока. С повышением давления в дуговой камере для данной силы тока на-

блюдается появление эффекта сжатия, являющегося нелинейной функцией давления. Наибольшее сжатие в наших экспериментах было получено при малых токах и максимально возможном давлении, причем ему соответствовала наименьшая температура на оси плазменного столба.

Интегральная интенсивность излучения плазменного объема (рис. 2,б) зависит от силы тока и практически не зависит от давления в дуговой камере. Отсюда следует, что рост потерь, связанных с излучением (в исследуемом интервале давлений), обусловлен только возрастанием силы тока, протекающего через дугу.

Как следует из вышеизложенного, основными характеристиками, определяющими режим работы плазматрона, являются ток дуги, давление в дуговой камере и интегральная интенсивность излучения. Так как для решения практических и исследовательских задач необходимо знать температуру плазмы, были получены данные о зависимости температуры на оси дуги от рабочих характеристик плазматрона.

Известно [2—4], что при термодинамическом равновесии интенсивность континуума, обусловленного свободно-свободными и свободно-связанными переходами электронов, с учетом уравнения Саха может быть записана как

$$\epsilon = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6}{(hc)^3} \xi(\nu T) \frac{g_i}{g_0} P_a \exp(-E_i/kT), \quad (2)$$

где e — заряд электрона; h — постоянная Планка; c — скорость света; g_i , g_0 — соответственно статистические веса ионизованного и основного состояний; P_a — давление в плазменном объеме; E_i — энергия ионизации; k — постоянная Больцмана; $\xi(\nu, T)$ — функция, учитывающая структуру атома.

Измерение интенсивности непрерывного спектра проводилось на длине волны $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ [3], значение $\xi(\nu, T)$ выбрано равным 2,3 [3]. Использование интенсивности континуума удобно и с той точки зрения, что не нужно учитывать аппаратную функцию спектрального прибора.

На рис. 3 приведена зависимость температуры на оси центральной части плазменного столба дуги от силы тока при постоянном давлении. При давлениях 1 и 1,5 атм значение осевой температуры не зависит от тока дуги и давления. Это можно объяснить тем, что в определенном диапазоне изменения режима джоулев нагрев компенсируется увеличением излучающего объема и ростом тепловых потерь, обусловленных излучением. Поэтому интенсивность излучения, регистрируемая перпендикулярно к оси плазменного столба, не может однозначно характеризовать термодинамические свойства плазмы. Независимость температуры от давления в исследованном диапазоне объясняется, по-видимому, тем, что с увеличением давления увеличивается скорость закрутки газа, и, следовательно, возрастает конвективный теплоотвод, который компенсирует сжатие дуги. С повышением давления в дуговой камере до 2 атм температура на оси остается постоянной в более узком диапазоне токов.

Расчитанные значения температуры на оси в приэлектродных зонах показали, что осевой градиент составляет $\sim 50 \text{ град/мм}$, т. е. интенсивность излучения, регистрируемая по оси дуги плазматрона, определяет теплофизические свойства плазменного столба.

Таким образом, полученные результаты указывают, что при определенном выборе режима горения дуги можно получить устойчивое значение осевой температуры в широком диапазоне самопроизвольного изменения тока и давления, а это является одним из условий создания стабильного высокотемпературного источника.

Харьковский государственный
научно-исследовательский
институт метрологии

Поступила в редакцию
24 XI 1968

ЛИТЕРАТУРА

- Ж. Жеєвбаєв, Л. К. Меренкова, А. И. Половиков, В. С. Энгельшт. Сб. Исследование электрической дуги в аргоне. «Илим», Фрунзе, 1966, стр. 24.
- Ю. В. Москвич, Н. Н. Чеснокова. Теплофизика высоких температур, 3, № 3, 370, 1965.
- В. М. Гольдфарб, С. В. Дресвин. Теплофизика высоких температур, 3, № 3, 333, 1965.
- Д. Исмаилова, Л. К. Меренкова, И. П. Несмачная, В. С. Энгельшт. Сб. Исследование электрической дуги в аргоне. «Илим», Фрунзе, 1966, стр. 3.

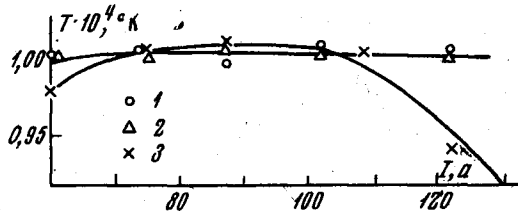


Рис. 3. Зависимость температуры T на оси от тока дуги I при $P = \text{const}$.

1 — $P = 1 \text{ атм}$; 2 — $1,5 \text{ атм}$; 3 — 2 атм