



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛАМИНАРНОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА РАЗВИТОМ И НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КАСКАДНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

САБАЕВ К. У., УРМАНБЕТОВ К., АБДРАЗАКОВ А.

Институт Физико-технических проблем и материаловедения НАН КР,

КГТУ им Раззакова

izvestiya@ktu.aknet.kg

В статье рассматриваются результаты характера течения потока плазмы на развитом, установившемся и начальном участке канала каскадной электрической дуге.

Для получения достоверных результатов в эксперименте необходимо иметь стабильный, крупномасштабный источник ламинарного потока низкотемпературной плазмы с контролируемым составом, позволяющим проводить измерения основных характеристик плазмы без сильного возмущения потока. В качестве такого источника используется электрическая дуга постоянного тока, стабилизированная холодной стенкой диаметром $2R=3$ и $1,5$ см, длиной канала $L/2R = 60 \div 65$, набираемого из медных водоохлаждаемых шайб с зазором между ними 1 мм и глубиной 2 мм. Достаточная протяженность канала позволяет проводить измерения на развитом, установившемся участке течения и начальном участка дуги. Ток дуги и расход плазмообразующего газа аргона изменялись в пределах $I=70 \div 200$ А, $G=0,2 \div 3$ г/с. Исследования показали, что в рассматриваемом диапазоне значений тока дуги, расхода газа и диаметра канала приосевая зона дуги ($r/R \leq 0,5$) термически равновесна, а течение является ламинарным [1]. В канале электрической дуги нами были проведены измерения распределения электрического потенциала, статического давления, температуры, скорости, которые были сопоставлены с данными Ярцева И.М. в пределах погрешности измерений эти результаты хорошо согласуются между собой. Изменение электрического потенциала измерялось цифровым вольтметром В7-16, где в качестве электрических зондов использовались шайбы канала дуги. Статическое давление определялось микроманометром типа ММН в кольцевых зазорах между шайбами. Распределение температуры находилось по абсолютной интенсивности ионной линии $Ar II 4806 \text{ \AA}$ методом поперечной съемки на спектрографе ДФС – 8, где эталонным источником была вольфрамовая лампа СИ – 8 – 200 с ленточным телом накала.

Скорости плазмы на развитом, установившемся участке течения измерялись методом динамического взаимодействия плазмы со сферической частицей. Скорость плазмы определялась трубкой полного напора ($\varnothing = 3$ мм) с учетом вязкостных поправок и давления за счет пинч-эффекта. В эксперименте частицы диаметром $d = 100 \div 300$ мкм простреливаются вдоль диаметра исследуемого вертикального потока плазмы через специальную измерительную шайбу (рис.1). Скорость ввода W оптимизируется с учетом того, чтобы частица в ходе эксперимента не расплавилась и не изменила свой вес и форму. Одновременно через плазму простреливается одна частица, которая улавливается и используется при повторных экспериментах.

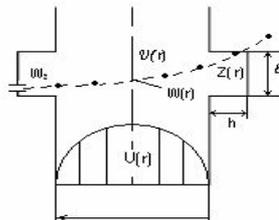
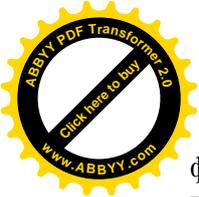


Рис.1 Схема ввода частицы в канал вертикального потока плазмы

Скоростная регистрация движения частицы на высокочувствительной фотопленке ВЧ (КН – 4) позволяет определять траекторию движения $Z(r)$ с помощью двух координатного компаратора ИЗА – 7 с точностью ± 1 мкм (с такой же точностью на ИЗА – 7 отбираются предварительно частицы по диаметру и сферичности и контролируются после эксперимента). Частица вводится с помощью электрогазодинамической пушки, стволом которой служит медицинская игла с внутренним диаметром $0,15 \div 0,35$ мм. На электроды пушки подается напряжение 3 Кв, и импульсный разряд выталкивает частицу из ствола. Траектория движения частицы в плазме регистрируется, по разработанной базе СФР оптической схеме скоростной



фоторегистрации на кадрах пленки регистрируется тень от шарика на фоне излучения лазера. По предлагаемой оптической схеме от базового СФР использовалась камера с зеркальной разверткой и пульт управления работой камеры. В самой камере отсутствуют кадрирующие двух, или четырехрядные линзовые вставки, в связи с чем система объективов СФР полностью заменена. Кадрирование осуществляется с помощью специальной рамки, щели ($\varnothing = 1\text{мм}$) и зеркального вибратора, вынесенных за пределы камеры. Реализация данной оптической схемы позволила одновременно получать на фотопленке без уменьшения размера изображения до 100 кадров процесса перемещения частицы в крупномасштабном потоке плазмы (с диаметром до 40мм). Существующие базовые схемы СФР ориентированы на излучение небольших объектов и не позволяют получать необходимое число экспериментальных точек траектории за одну съемку.

Скорость частицы в направлении потока $V(r)$ определяется как первая, а ускорение $\alpha(r)$, как вторая производная от траектории смещения частицы в направлении движения плазмы

$$\alpha(r) = d^2 Z(r) / dt^2 = d^2 [W_r^2 Z(r)] / dr^2, W_r = W_0 (\div 1\%)$$

Для математической обработки принята форма зависимости $\alpha(r)$ в виде модельной параметрической функции

$$\alpha(r) = \alpha_0 (1 - r/R)^m (1 + mr/R),$$

где α_0 - ускорение на оси, m - показатель степени модельного профиля, R - радиус потока плазмы. Решение поставленной задачи достигается минимизацией функционала, связывающего исходные экспериментальные данные $W_0, Z(r)$ и двойной интеграл от предполагаемого распределения $\alpha(r)$ по параметрам R, r, m (r - центр симметрии функции). Погрешность определения профиля ускорения составляет $\sim 5\%$ на оси и $\sim 10\%$ на периферии потока. Достаточная высокая точность нахождения второй производной определяется сравнительной простотой функции $\alpha(r)$ и большим числом экспериментальных точек траектории (~ 100) [2]. При определении скорости плазмы по методу динамического взаимодействия со сферической частицей, наиболее неопределенным параметром является коэффициент лобового сопротивления сфере в плазме C_D .

На основе усовершенствованной методики проводится цикл экспериментов по определению траектории, скорости, ускорения алюминиевых частиц при различных значениях $I, G, 2R, d$. По полученным значениям скорости $V(r)$ и ускорения $\alpha(r)$ рассчитывается коэффициент сопротивления сферических частиц в аргоновой плазме. На основе экспериментальных данных исследуется влияние неизотермичности обтекания ΔT на значения C_D в плазме.

Аэродинамическое сопротивление определялось по следующему уравнению движения частицы в направлении потока плазмы

$$[m\alpha(r) - q] = C_D(r) S_m \rho(r) [U(r) - V(r)]^2 / 2 \quad (1)$$

Где $m, S_m = \pi d^2 / 4$ - масса, миделево сечение частицы; $U(r)$ - профиль скорости плазмы.

Анализ сил, действующих на частицу в условиях эксперимента показал, что в приосевой области дуги ($r/R \leq 2/3$) основная роль в формировании траектории частиц принадлежит силе аэродинамического сопротивления. В связи с этим в уравнении (1) не учитывается действие других сил (Бассэ, Магнуса, термофореза и др.), которые существенны в периферийной области. Для определения C_D использовались расчетные значения температуры и скорости плазмы в области термического равновесия ($r/R \leq 0,5$). Расчет числа Re проводил по формуле $Re = \rho(U-V)d/m$. Число рабочих режимов по параметрам $I, G, 2R, d$ равнялось 20. кратность измерений в каждом режиме равнялась 5. результаты полученных значений коэффициента C_D в области $Re = 0,4 \div 10$, усредненные в серии измерений для каждого рабочего режима [3].

Методика диагностики предполагают наличие ламинарного течения в каскадной дуге на начальном участке канала. Начальный участок дуги является основной рабочей частью любого электродугового нагревателя газа и определяет его эффективность. В связи стабилизации горения электрической дуги в начальном сечении канала, поучения требуемых заданных начальных характеристик потока плазмы, в зависимости от фона дуги, расхода газа и диаметра дуги, разработан катодный насадок [4].

Исследования характера течения потока плазмы в начальном участке дуги для перехода ламинарного режима в турбулентное проводилась шлирен-интерферометрическим методом. Исследования показали, что в зависимости от расхода плазмообразующего газа исследованном на приборе кюветным интерферометром.

В осветительной части прибора в качестве источника используется гелий-неоновый лазер. Излучение лазера формируются телескопом в параллельный пучок и последовательно падает на переднее и заднее зеркала кюветы, отражающие в обратном направлении соответственно опорный

и предметный пучки, которые выводятся светоделительным кубиком из телескопа и направляются на экран (фотоаппарат). Регистрация объектов, обладающих сильным собственным свечением при интерферометрической диагностике обычно затруднена т.к. требует дополнительных мер по ослаблению свечения. Коэффициент ослабления излучения плазменной дуги производился обычным светофильтром типа КС – 14, установленным в приемной части прибора перед фоторегистратором.

Регистрация интерферограмм осуществлялась фотоаппаратом зеркального типа на фотопленку с выдержкой 1/500с, при настройке на полосы бесконечной ширины. Эксперименты проводились в среде Ar на расстояниях 12 см, от катодного насадка для токов $I=60, 75, 100\text{A}$, при расходе плазмообразующего газа $G_0=0,01\text{ г/с}$ и $G=1, 2, 3, 3,5\text{ г/с}$.

Шлирен-интерферограммы потока плазмы для расходов $G=1, 2, 3, 3,5\text{ г/с}$ показывают, что при увеличении расхода Ar более 3,5 г/с течение из ламинарного переходит в турбулентное.

Анализ интерферограммы позволяет заключить, что при расходах аргона $G \geq 3\text{ г/с}$, поток плазмы ламинарен. С увеличением расхода газа $G \leq 3,5\text{ г/с}$ интерференционные полосы размазаны, это значит, что поток переходит в турбулентное течение.

На рисунке наглядно видны ламинарные и турбулентные режимы течения плазмы. Эти исследования позволили определить границу перехода ламинарного течения в турбулентное на начальном участке электрической дуги. Рис. 2.

Данные по характеру течения плазмы в каналах дуг, выполненной в /3/ показал, что числа Рейнольдса $Re=2300$ дуга, течение еще является ламинарным.

Анализ совокупности измерений:

$P(z, G)$, $\phi(z, G)$ указывают на то, что вплоть до заполнения начальным участком исследуемого сечения $z/d=50\text{ (см·с)/г}$ не удастся установить отклонения измеряемых величин от значений ламинарного потока. Переход к турбулентному режиму течения, на начальном участке канала электрической дуги лимитирован на максимальный расход газа ($G_{\text{max}}=3-3,5\text{ г/с}$, для $d=3\text{ см}$, $L=150-200\text{ см}$). [4]

Экспериментальными методами определены характер течения потока плазмы на развитом, установившемся и начальном участке канала, протяженной электрической дуги постоянного тока стабилизированной холодной стенкой.



Рис.2 Влияние расхода плазмообразующего газа и силы тока на границу перехода течения от ламинарного в турбулентный режимы сечения.

Результаты данных исследований положены в основу рекомендаций для выбора оптимальных параметров режима каскадной дуги.

Литература

1. Асаналиев М.К., Макешева К.К., Сабаев К.У. Экспериментальное определение коэффициента аэродинамического сопротивления шара в плазме //Известия АН Кирг. ССР:-1982.- 1. С. 19-24.
2. Асаналиев М.К., Макешева К.К., Сабаев К.У. Изучение движения одиночной частицы в плазме аргоновой дуги //Респ.научн.конф. молодых ученых, посвященная 60-летию образования СССР: Тез. докл.-Фрунзе, 1982. –С. 114-115.
3. Асаналиев М.К., Жеенбаев Ж.Ж., Макешева К.К., Сабаев К.У. Коэффициент аэродинамического сопротивления сферических частиц в плазменных потоках //Исследование процессов в плазменных нагревательных устройствах. – Минск: АН БССР, ИТМО, 1986.-С.66-71.
4. Жеенбаев Ж.Ж., Мукалаев К.О., Сабаев К.У., Кобцов Г.А. Характеристики плазмы на начальном участке каскадной электрической дуги //Мат. межд. конференции «современные



проблемы механики сплошных сред и механики горных пород» г. Бишкек 2002г. Вып.2 С.62-64.

