

УДК 532.517:537.523

© 2004 г. О. А. СИНКЕВИЧ, С. Е. ЧИКУНОВ

## КРИТИЧЕСКОЕ ЧИСЛО РЕЙНОЛЬДСА В ТЕЧЕНИЯХ ПЛАЗМЫ НА СТАБИЛИЗИРОВАННОМ УЧАСТКЕ ПЛАЗМОТРОНА

Предложена методика определения критерия перехода из ламинарного в турбулентный режим течения на стабилизированном участке канала плазмотрона, использующая экспериментальные данные и методы численного моделирования плазменных течений. Проведено критериальное обобщение экспериментальных данных, впервые позволившее установить границу перехода из ламинарного в турбулентный режим течения на стабилизированном участке канала плазмотрона. Получено хорошее соответствие результатов эксперимента с выведенными в работе теоретическими зависимостями. В пространстве рабочих параметров плазмотрона построена кривая (аналог нейтральной кривой), разделяющая области существования ламинарного и турбулентного течений плазмы в цилиндрическом канале.

*Ключевые слова:* плазмотрон, электрическая дуга, критическое число Рейнольдса, нейтральная кривая.

Исследование устойчивости течения среды на стабилизированном участке трубы и определение критерия перехода являются отнюдь не тривиальными задачами даже в случае изотермического течения несжимаемой жидкости [1]. В плазменных потоках это связано с необходимостью анализа на устойчивость решений системы сильно нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений конвективного теплообмена и электродинамики, что приводит к существенному обобщению известной задачи Орра–Зоммерфельда. В условиях сильной неоднородности радиальных профилей температуры, скорости и теплофизических свойств газа и возможностей развития неустойчивостей, отличных от гидродинамических, сложности анализа возрастают многократно.

Альтернативой является использование результатов экспериментальных исследований течения газа на стабилизированном участке электрической дуги в длинном канале плазмотрона. Представительной информацией, служащей основой для экспериментального изучения перехода течения из ламинарного в турбулентный режим, являются зависимости продольного градиента давления и осевой компоненты электрического поля от расхода газа при различных значениях электрического тока и диаметра канала. Из этих зависимостей можно достаточно четко выделить различные режимы течения газа в электрической дуге и определить момент перехода из одного режима в другой. Сложность анализа экспериментальных данных заключается в выявлении критерия, который бы адекватно объединял гидродинамическое и термическое воздействия на характеристики потока. В дальнейшем анализе для течения плазмы аргона использовались эксперименты, представленные в статьях [2–5].

В ряде работ предприняты попытки вычисления критического числа Рейнольдса ( $Re_{cr}$ ) перехода ламинарного течения в турбулентное в плазмотронах. Обзор некоторых из них дан в [6], однако все данные, использованные в этих работах, относились к сравнительно коротким каналам длиной 10–15 калибров. Это означает, что изучались условия устойчивости границы раздела “токопроводящий канал дуги – пристеночный слой холодного газа” в области формирования начальных участков течения. Критическая длина канала, отсчитываемая от входного сечения или от поверхности торце-

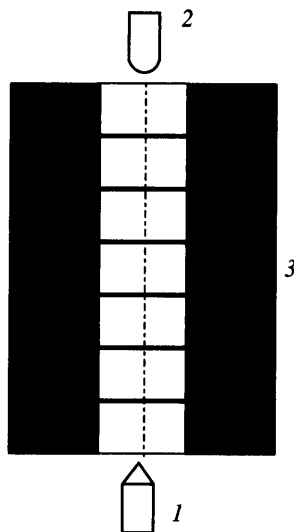
вого катода, и рассчитанное по ней соответствующее значение  $Re_{cr}$  характеризуют именно нарушение устойчивости данной границы раздела. Вычисленное таким образом  $Re_{cr}$  не может адекватно характеризовать переход течения из ламинарного режима в турбулентный. Нарушение устойчивости границы раздела не определяет однозначно перехода течения из одного режима в другой хотя бы потому, что факторы, влияющие на устойчивость этой границы, существенно зависят от условий на входе и выходе канала, а также от формы катода. Более того, в достаточно длинном канале электрическая дуга может за счет своей высокой вязкости эффективно подавлять турбулентность, которая либо изначально существует в подаваемом в плазмотрон холодном потоке плазмообразующего газа, либо развивается в еще не прогретом пристеночном слое в непосредственной близости от входа в канал.

Другой метод выявления критерия перехода [7] основан на предположении, что появление “изломов” на кривых зависимости напряженности электрического поля и градиента давления от расхода, полученных на участке стабилизированного течения, соответствуют моменту перехода течения из ламинарного режима в турбулентный. Критическое число Рейнольдса, вычисленное в [7] по вязкости газа при средней температуре потока, приближенно оцененной из уравнения энергии, и параметрам точки “излома” на основе экспериментальных данных [2–4], оказалось равным  $(1.0–1.2) \cdot 10^3$ , что вдвое меньше известного “классического” значения. Несмотря на то, что такой метод определения критерия перехода учитывает гидродинамическое и термическое воздействия на поток, использование “средней” вязкости газа для вычисления числа Рейнольдса не имеет строгого обоснования и является скорее произвольным.

В данной работе для корректного учета влияния джоулева нагрева на гидродинамику потока использована простая модель, состоящая из уравнений движения и энергии, которая в первом приближении описывает участок стабилизированного течения газа в канале плазмотрона. На основании аналитического выражения закона ламинарного трения было введено в качестве критерия “эффективное” число Рейнольдса, характеризующее переход течения из ламинарного режима в турбулентный. Использование численных расчетов и экспериментальной информации о зависимостях продольного градиента давления и напряженности электрического поля от расхода газа для разных значений тока позволило определить критическое значение введенного критерия, при котором происходит смена режимов течения. Сравнение экспериментальных и расчетных результатов убедительно показало, что в пределах применимости модели эффективное число Рейнольдса правильно учитывает влияние джоулева нагрева на гидродинамику потока в канале плазмотрона. Установленное значение критерия перехода дало возможность построить кривую, определяющую в пространстве рабочих параметров области существования ламинарного и турбулентного режимов течения.

**1. Результаты экспериментальных исследований.** Основное внимание уделено экспериментальным результатам, полученным в [2], где использовался канал длиной 40 калибров (внутренний диаметр канала  $d_w = 1$  см, электрический ток  $I = (5–200)$  А, расход газа  $G = (0,075–10)$  г/с). Закрутка потока газа не применялась, истечение из плазмотрона происходило в атмосферу. Из экспериментальных результатов видно, что этой длины канала при сравнительно малых значениях расхода и больших значениях электрического тока вполне достаточно для возникновения участка стабилизированного течения. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон.

На фиг. 1 представлена типичная для проведения экспериментов подобного рода схема канала плазмотрона. Он состоит из полых медных секций – дисков, внутри секционных полостей течет охлаждающая вода. Секции электрически изолированы друг от друга. Аргон подается в катодном узле и, проходя через канал, выбрасывается в атмосферу. Электрическая дуга горит между соосно расположенными катодом и анодом, в начале и в конце канала соответственно. Иногда в качестве анода используется по-



Фиг. 1. Схема канала плазмотрона: 1 – катод, 2 – анод, 3 – водоохлаждаемые секции канала

следняя секция канала – кольцевой анод. Поджигание электрической дуги в [2] производится посредством касания катода специальным стержнем с последующим вытягиванием дуги до анода. Диагностика осуществляется как с использованием инструментальных средств, так и посредством визуализации течения с помощью трассировки частиц.

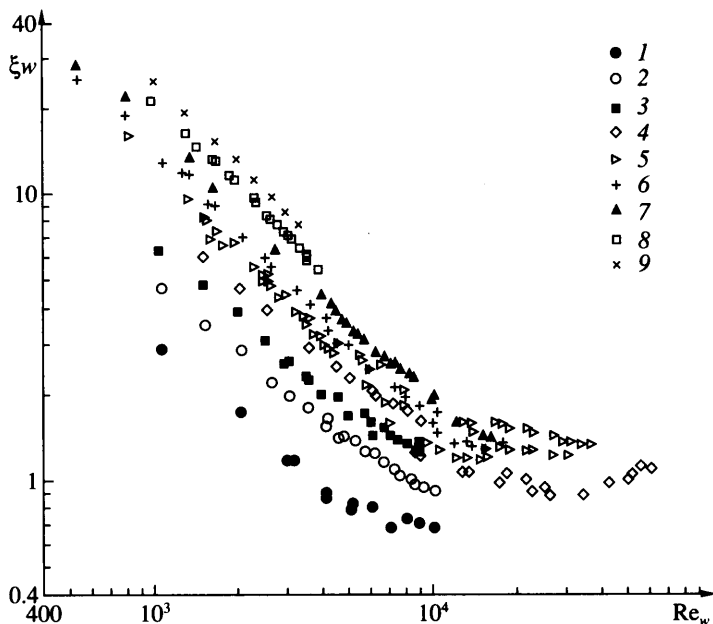
Ниже представлены результаты экспериментальных исследований зависимости продольного перепада давления и осевой компоненты напряженности электрического поля от расхода газа при различных значениях тока.

Зависимость коэффициента трения  $\xi_w$  от числа Рейнольдса  $Re_w$  представлена на фиг. 2, где плотность  $\rho_w$  и динамическая вязкость  $\eta_w$  были взяты при температуре стенки [2]  $T_w = 300$  К:

$$\xi_w = \frac{\pi^2 d_w^5 \rho_w}{8G^2} \left| \frac{dp}{dz} \right|, \quad Re_w = \frac{4G}{\pi d_w \eta_w}, \quad \rho_w = \rho(T_w), \quad \eta_w = \eta(T_w)$$

Такой выбор масштабных значений приводит к тому, что приведенные на фиг. 2 значения коэффициента трения оказываются на два-три порядка выше, чем в “холодном” ламинарном течении при соответствующих числах Рейнольдса. С ростом электрического тока коэффициент трения возрастает при фиксированном значении  $Re_w$ , так как рост тока сопровождается увеличением прогрева газа в канале. При этом средняя плотность падает, а средняя вязкость газа возрастает. Следовательно, для прокачки одного и того же количества газа сквозь канал при большем токе требуется больший перепад давления. При сравнительно больших значениях  $Re_w$  характер поведения  $\xi_w$  меняется. Например, для тока  $I = 60$  А монотонное убывание  $\xi_w$  с ростом  $Re_w$  сменяется сначала увеличением трения, а затем снова уменьшением. Такое поведение коэффициента трения типично для возникновения и установления турбулентного течения в канале.

Зависимость напряженности осевого электрического поля  $E_z$  от расхода газа представлена на фиг. 3, 4 для разных значений тока. При сравнительно малых расходах



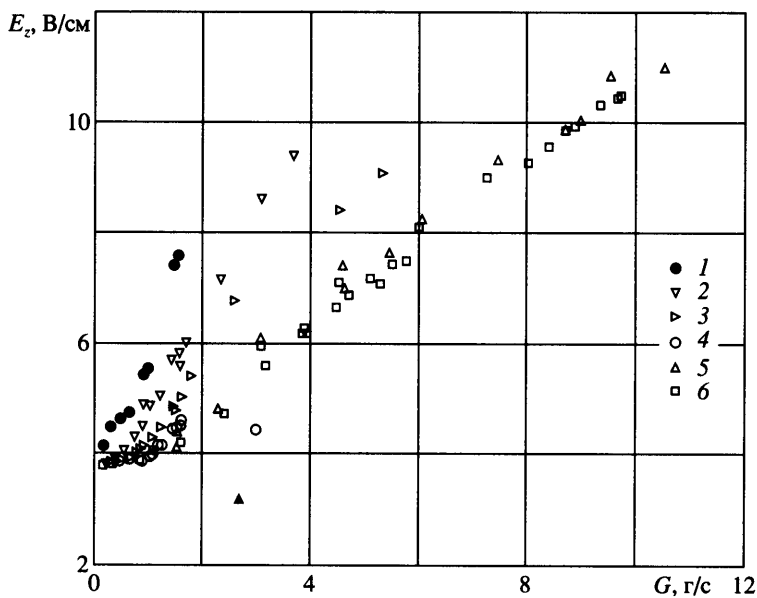
Фиг. 2. Гидравлическая характеристика по данным [2] для значений электрического тока (точки 1–9)

распределение  $E_z$  на фиг. 4 имеет четко выраженный горизонтальный участок, что свидетельствует об установлении в канале плазмотрона стабилизированного участка ламинарного течения газа. Дальнейшее увеличение расхода приводит к заметному возрастанию напряженности поля. При сравнительно малых значениях тока напряженность  $E_z$  зависит от расхода во всем диапазоне его изменения (например, для тока  $I = 20$  А наблюдается слабый рост  $E_z$  в области малых значений  $G$  и быстрое возрастание напряженности с увеличением расхода, см. фиг. 3).

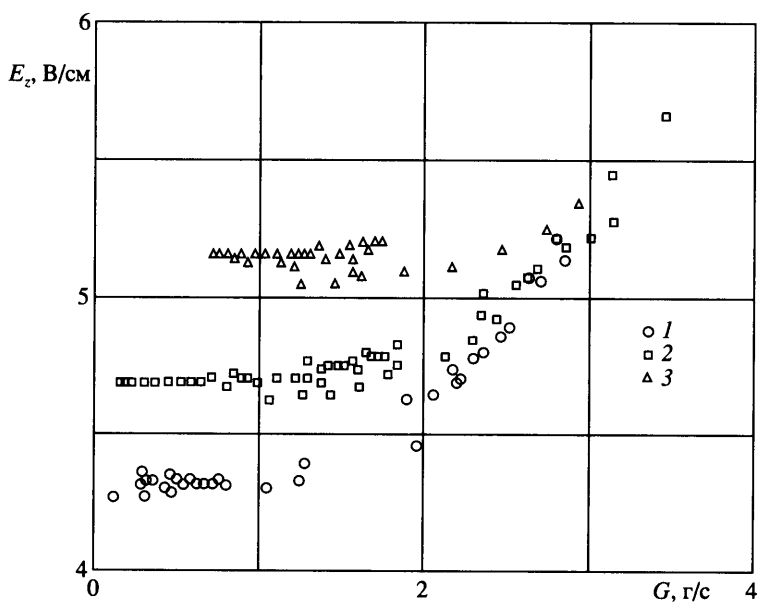
Анализ графиков на фиг. 2–4 позволяет сделать следующие предварительные выводы: увеличение расхода газа в канале плазмотрона вызывает изменение режима течения; увеличение электрического тока приводит к повышению устойчивости потока (граница перехода течения смещается в сторону больших расходов); при малых расходах, где следует ожидать установления стабилизированного течения, и электрического тока, напряженность поля не остается фиксированной, а возрастает с ростом  $G$ .

**2. Численное моделирование.** Простейшая модель стационарного ламинарного течения газа на стабилизированном участке электрической дуги включает в себя уравнения движения и энергии в цилиндрической геометрии при следующих допущениях: плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, является оптически прозрачной, удовлетворяет условию квазинейтральности; влияние амперовых сил не учитывается. Расход газа  $G$  и электрический ток  $I$  дуги имеют постоянные значения.

Предполагается, что коэффициенты переноса и термодинамические свойства среды зависят только от температуры. Это накладывает ограничение на радиальное изменение давления, вызванное поджатием центральной электропроводной области потока за счет взаимодействия с собственным магнитным полем. Допускаемая макси-



Фиг. 3. Продольная компонента напряженности электрического поля  $E_z$  в зависимости от  $G$  для значений тока  $I \leq 50$  А [2] (точки 1–6)



Фиг. 4. Продольная компонента напряженности электрического поля  $E_z$  в зависимости от  $G$  для значений тока  $I \geq 60$  А [2] (точки 1–3)

мальная величина тока может быть оценена из силового баланса на единицу длины канала:

$$p_a - p_w \approx \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 r_w^2}$$

где  $p_a$  и  $p_w$  – давление на оси и на стенке канала соответственно,  $r_w$  – внутренний радиус канала плазмотрона.

Для возникновения относительного перепада давления  $(p_a - p_w)/p_w = 0.05$  требуется ток порядка 1400 А при характерном значении  $r_w = 5$  мм. В этой статье при проведении численных расчетов использовались существенно меньшие значения электрического тока.

В безразмерной форме уравнения движения и энергии и граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left( R \bar{\eta} \frac{dU}{dR} \right) &= 1, \quad -\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left( R \bar{\lambda} \frac{d\Theta}{dR} \right) = \Lambda_0 \bar{\sigma} \bar{E}^2 - \Omega_0 \bar{Q}_r \\ R = 0, \quad \frac{dU}{dR} &= \frac{d\Theta}{dR} = 0; \quad R = 1, \quad U = 0, \quad \Theta = 0 \\ R = \frac{r}{r_w}; \quad U &= \frac{\bar{u}}{\Pi}, \quad \bar{u} = \frac{u}{w_0}, \quad w_0 = \frac{G}{2\pi r_w^2 \rho_0}, \quad \Pi = \frac{\xi_0 \text{Re}_0}{2}, \quad \text{Re}_0 = \frac{G}{2\pi r_w \eta_0} \\ \xi_0 &= -2 \frac{r_w}{\rho_0 u_0^2} \frac{dp}{dz}; \quad \Theta = \frac{T - T_w}{T_0 - T_w}; \quad \bar{E} = \frac{E}{E_0}, \quad E_0 = \frac{I}{\pi r_w^2 \sigma_0}; \quad \bar{Q}_r = \frac{Q_r}{Q_r(T_0)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Критерии  $\Lambda_0$  и  $\Omega_0$  определяют интенсивности джоулевого тепловыделения и лучистых потерь:

$$\Lambda_0 = \frac{\sigma_0 E_0^2 r_w^2}{\lambda_0 (T_0 - T_w)}, \quad \Omega_0 = \frac{Q_r(T_0) r_w^2}{\lambda_0 (T_0 - T_w)}$$

В системе (2.1) безразмерные плотность  $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ , вязкость  $\bar{\eta} = \eta/\eta_0$ , теплопроводность  $\bar{\lambda} = \lambda/\lambda_0$  и электропроводность  $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_0$  определены с помощью соответствующих масштабных значений, взятых при температуре  $T_0 = 10000$  К, которая является характерной для температуры плазмы в канале плазмотрона. Выбор того или иного значения  $T_0$  допускает произвол, и в общем случае не существует строго обоснованных рецептов этого выбора [8].

Численное решение задачи (2.1) было осуществлено конечно-разностным методом, использующим концепцию контрольного объема [9]. Использовалась неравномерная разностная сетка, содержащая 402 узловые точки. Сетка сгущалась к стенке канала с коэффициентом логарифмичности  $q = 0.98$ . Диапазон использованных параметров задачи: диаметр канала  $d_w = (5, 10, 15)$  мм, ток дуги  $I = (10-1000)$  А, расход плазмообразующего газа  $G = (0.1-2)$  г/с, температура стенки  $T_w = 300$  К. Лучистые потери  $Q_r$ , теплофизические и термодинамические свойства записывались в функции от температуры в виде таблиц и интерполировались естественным кубическим сплайном с дефектом, равным единице. Для расчета  $Q_r$  использовались данные [10]. Зависимости свойств и коэффициентов переноса аргона от температуры взяты из [11-14].

**3. Определение критерия перехода от ламинарного течения к турбулентному.** Как известно, в случае ламинарного изотермического потока на стабилизированном уча-

стке произведение  $\xi_0 \text{Re}_0$  является постоянной величиной – классический закон трения. При наличии электрической дуги необходимо учитывать переменность свойств, и комплекс  $\xi_0 \text{Re}_0$  будет дополнительно зависеть от джоулева тепловыделения и излучения. Используя в безразмерном виде интегральное уравнение неразрывности и учитывая связь между безразмерными скоростями  $\bar{u}$  и  $U$ , получим выражение  $\Pi = \xi_0 \text{Re}_0 / 2 = 1/\Gamma_0$ , откуда следует, что влияние  $\Lambda_0$  и  $\Omega_0$  на  $\xi_0$  определяется величиной

$$\Gamma_0 = \int_0^1 \bar{\rho} U R dR = \int_0^1 \bar{\rho} \left\{ \frac{1}{2} \int_R^1 \frac{R' dR'}{\bar{\eta}} \right\} R dR$$

которая зависит только от температуры.

Для устранения произвола при обработке экспериментальных результатов в качестве характерной была принята среднемассовая температура газа

$$T_m = T(h_m), \quad h_m = 2\pi \frac{1}{G} \int_0^{r_w} \rho u h r dr$$

При этом вместо  $\xi_0$ ,  $\text{Re}_0$  и  $\Gamma_0$  использовались “среднемассовые” величины  $\xi$ ,  $\text{Re}$  и  $\Gamma$ :

$$\xi = -\frac{\pi^2 d_w^5 \rho_m dp}{8 G^2 dz}, \quad \text{Re} = \frac{4G}{\pi d_w \eta_m}, \quad \Gamma = 16 \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_m} \left\{ \frac{1}{2} \int_R^1 \frac{R' dR'}{\eta/\eta_m} \right\} R dR$$

$$\rho_m = \rho(T_m), \quad \eta_m = \eta(T_m), \quad d_w = 2r_w$$

Вследствие того, что величина коэффициента трения зависит от динамического ( $\text{Re}$ ) и термического ( $\Gamma$ ) воздействий, можно ввести эффективное число Рейнольдса  $\text{Re}_{\text{ef}} = \text{Re}\Gamma$ . Используя для оценки  $\xi$  при турбулентном течении формулу Блазиуса, получим в итоге окончательные выражения для законов ламинарного и турбулентного трения:

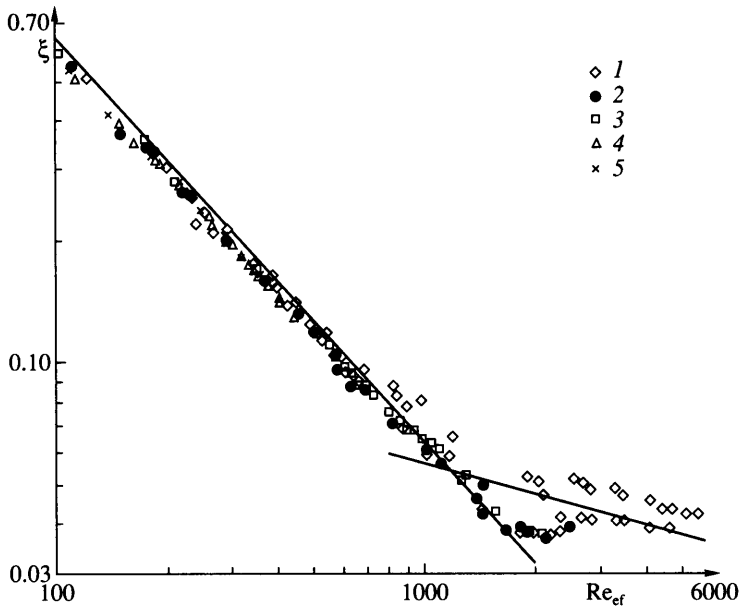
$$\xi = 64/\text{Re}_{\text{ef}} \quad \text{и} \quad \xi = 0.3164/\sqrt[4]{\text{Re}_{\text{ef}}} \quad (3.1)$$

Результаты обработки экспериментальных данных, представленных на фиг. 2–4, приведены ниже.

Строго говоря, в области турбулентного режима для вычисления  $\text{Re}_{\text{ef}}$  следует использовать значения  $T_m$ , рассчитанные по турбулентному уравнению энергии. В данной статье используются расчеты  $T_m$  по ламинарной модели (2.1), это необходимо учитывать при анализе графиков на фиг. 5–7 в области развитого турбулентного течения.

Для сравнительно больших значений электрического тока экспериментальные данные на фиг. 5 очень хорошо согласуются с ламинарным законом трения, тогда как в области достаточно больших значений эффективного числа Рейнольдса точки группируются вблизи линии, соответствующей закону Блазиуса. Ясно видна граница перехода течения из ламинарного режима в турбулентный, который для обработанных результатов экспериментов происходит при  $\text{Re}_{\text{ef}} = 2000$ .

Из анализа экспериментальных данных можно сделать некоторые заключения и о взаимодействии гидродинамической и плазменной неустойчивостей. Все приведенные в работе рассуждения касаются именно гидродинамического механизма потери устойчивости стационарным течением вследствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, когда винтовая неустойчивость, характеризуемая электрическим числом Рэлея  $\text{Ra}$  [7], еще не имеет места ( $\text{Ra} < \text{Ra}_{\text{cr}}$ ). В зависимости  $\xi$  от  $\text{Re}_{\text{ef}}$  при ма-

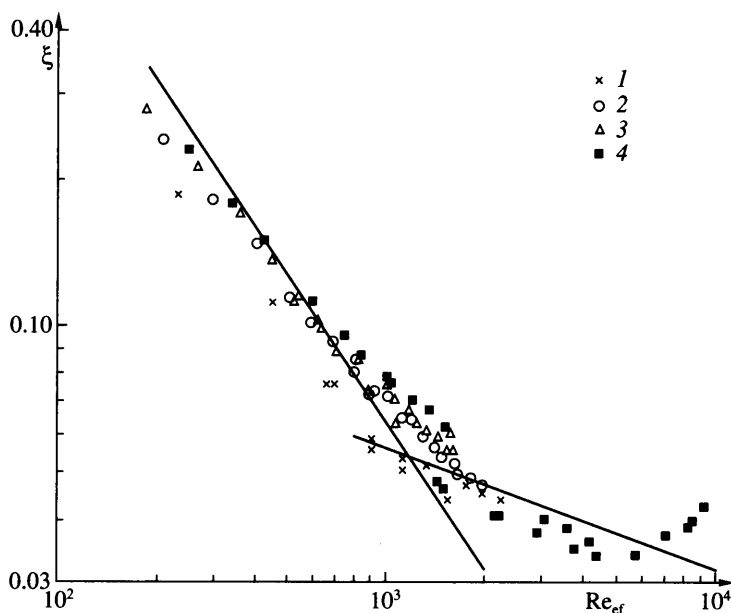


Фиг. 5. Зависимость сопротивления трения от эффективного числа Рейнольдса по экспериментальным данным [2] для значений тока  $I \geq 60$  А (точки 1–5)

лых значениях электрического тока  $I \leq 50$  А (фиг. 6) видны заметные отличия экспериментальных результатов от расчетных, полученных из уравнений (3.1), особенно в области ламинарного по гидродинамическому критерию течения. При малых токах радиус плазменного шнура сравнительно невелик и стабилизирующее воздействие стенки канала плазматрона выражено слабо. Еще при ламинарном течении ( $Re < Re_{cr}$ ) в длинном канале может возникать винтовая неустойчивость, в результате которой при  $Ra > Ra_{cr}(I)$  от исходного стационарного течения Пуазейля ответвляется новое течение. При малой надкритичности  $[Ra - Ra_{cr}(I)]/Ra_{cr}(I)$  возникают винтовые структуры конечной амплитуды, которая пропорциональна некоторой степени параметра надкритичности [15]. Таким образом, ответвившееся течение наряду с пуазейлевским профилем содержит также крупномасштабные винтовые колебания потока. Дальнейшее увеличение расхода при постоянном токе дуги слабо влияет на винтовые структуры, но приводит к неустойчивости Кельвина–Гельмгольца ( $Re = Re_{cr}$ ). В итоге увеличение расхода газа в канале при постоянном значении тока влечет за собой возникновение гидродинамического турбулентного течения, в котором усиливается радиальный перенос, сглаживаются неоднородности потока и увеличивается радиус плазменного шнура – происходит как бы “размазывание” электрической дуги по сечению канала. В этом случае течение должно описываться нестационарными уравнениями переноса, и законы трения (3.1) здесь, строго говоря, не применимы.

При больших значениях  $Re_{ef}$  экспериментальные точки ложатся близко друг к другу и к линии, выражающей закон трения Блазиуса (фиг. 6). Возможно, такое поведение связано с эффективным подавлением турбулентностью винтовой МГД-неустойчивости. Вследствие этого в канале снова возникает стабилизированный участок, течение на котором является турбулентным и не зависит от того, существовала или нет винтовая неустойчивость в плазматроне, когда течение было ламинарным. Дальнейшее увеличение расхода приводит на фиг. 6 к росту коэффициента трения при  $Re_{ef} \approx 8000$ .





Фиг. 6. Зависимость сопротивления трения от эффективного числа Рейнольдса по экспериментальным данным [2] для значений тока  $I \leq 50$  А (точки 1–4)

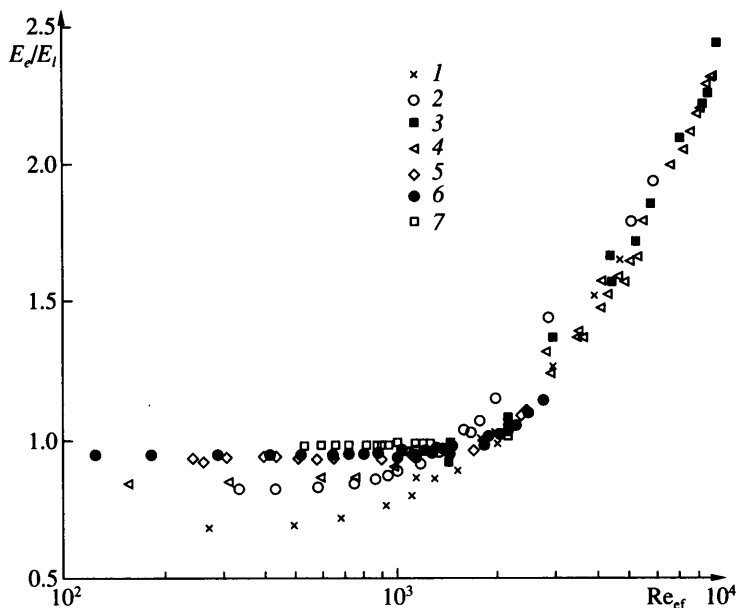
Это вызвано тем, что при таких больших расходах газа длина начального участка превышает длину канала плазматрона, использованного в [2], и область стабилизированного течения отсутствует.

Экспериментальные результаты по напряженности электрического поля обработаны в виде зависимости  $E_e/E_l$  от  $Re_{ef}$  (фиг. 7), где  $E_e$  – экспериментальные данные с фиг. 3, 4, а  $E_l$  рассчитывается по ламинарной модели (2.1) для соответствующих значений тока:

$$E_l = I \left( 2\pi \int_0^{r_w} \sigma r dr \right)^{-1}$$

При малых значениях тока ( $I \leq 50$  А) данные эксперимента для  $Re_{ef} < 2000$  отличаются от рассчитанных величин напряженности поля, а при больших ( $I \geq 60$  А) наблюдается хорошее соответствие ( $E_e/E_l \approx 1$ , фиг. 7). Кроме того, при малых токах обнаруживается слабая зависимость экспериментальных значений напряженности от расхода в области ламинарного течения газа.

Указанные особенности можно объяснить наличием спиральной формы электрической дуги в канале, при которой нестационарная дуга “гуляет” по сечению канала, приводя к более сильному прогреву газа. Вследствие этого электропроводность газа в среднем увеличивается, что и приводит к уменьшению напряженности поля. С ростом электрического тока радиус плазменного шнура возрастает, и усиливается стабилизирующее влияние холодных стенок канала плазматрона. Это приводит к уменьшению амплитуды колебаний столба дуги, и напряженность электрического поля стремится к “стабилизированному” значению. Слабая зависимость экспериментальных значений напряженности поля от расхода при малых величинах электрического



Фиг. 7. Зависимость относительной напряженности электрического поля  $E' = E_e/E_l$  от эффективного числа Рейнольдса по данным [2] (точки 1–7)

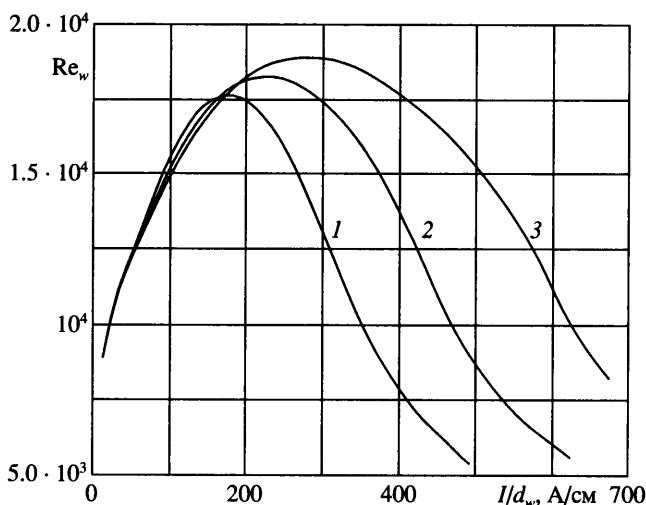
тока в области  $Re_{ef} < 2000$  обусловлена тем, что увеличение расхода газа подавляет винтовую неустойчивость дуги [16]. Кроме того, следует учитывать указанную выше особенность плазменных течений, когда на фоне электрической дуги спиральной формы с ростом  $G$  развивается гидродинамическая турбулентность.

При дальнейшем увеличении  $Re_{ef}$  на фиг. 7 экспериментальные точки группируются вдоль линии, характеризующей зависимость напряженности поля от расхода на стабилизированном участке турбулентного течения газа в электрической дуге. С ростом  $Re_{ef}$  переход течения из ламинарного режима в турбулентный режим фиксируется четко – практически все точки проходят через пересечение координатных линий  $E_e/E_l = 1$  и  $Re_{ef} = 2000$ .

Таким образом, результаты обработки экспериментальных данных по сопротивлению трения и напряженности электрического поля на стабилизированном участке электрической дуги с использованием эффективного числа Рейнольдса  $Re_{ef}$  и средне-массовой температуры  $T_m$  позволяют выделить области существования ламинарного и турбулентного режимов течения и определить критерий перехода течения из одного режима в другой

$$(Re_{ef})_{cr} = 2000 \quad (3.2)$$

Установленное соответствие экспериментальных результатов законам ламинарного и турбулентного трения (3.1), а также величина критического числа Рейнольдса, позволяют предположить, что с точки зрения гидравлической характеристики течение газа на стабилизированном участке электрической дуги аналогично обычному течению несжимаемой жидкости в трубе. При этом для описания плазменного течения необходимо использовать эффективное число Рейнольдса со средне-массовой температурой в качестве масштаба. Разумеется, в данном предположении необходи-



Фиг. 8. Нейтральные кривые для трех значений диаметра канала плазмотрона:  $d_w = 0.5, 1, 1.5$  см (линии 1–3)

мо учитывать указанную выше разницу в значениях  $T_m$  при ламинарном и турбулентном режимах течения. Однако эта разница не сказывается на величине  $(Re_{ef})_{cr}$ , так как для расчета этой величины при наличии экспериментальных результатов вполне достаточно модели ламинарного течения.

По определению критерий  $Re_{ef}$  является функцией динамического  $G/d_w$ , термического  $I/d_w$  и геометрического  $d_w$  параметров задачи. Уравнение (3.2) позволяет определить в пространстве этих параметров кривую, разделяющую ламинарный и турбулентный режимы течения газа на стабилизированном участке канала плазмотрона, которую по аналогии можно назвать нейтральной кривой. Она изображена на фиг. 8 для трех значений диаметра канала. По оси ординат в качестве динамического параметра отложены для большей наглядности значения “холодного” числа Рейнольдса  $Re_w = 4G/(\pi d_w \eta_w)$ . Область, лежащая под кривой, соответствует ламинарному режиму течения, над кривой – турбулентному режиму.

Для смены режимов течения в области характерных значений электрического тока требуются достаточно большие величины  $Re_w \sim 15000$ . Нейтральные кривые имеют ярко выраженный немонотонный характер. Начальный рост электрического тока способствует повышению устойчивости течения, а дальнейшее его увеличение приводит к уменьшению значений числа  $Re_w$ , определяющего переход из ламинарного режима в турбулентный. Из графиков на фиг. 8 следует, что с ростом диаметра канала плазмотрона область существования ламинарного режима течения заметно расширяется (при  $I/d_w = 500$  А/см  $Re_w = 5000$  для  $d_w = 0.5$  см и  $Re_w = 15000$  для  $d_w = 1.5$  см). Причиной этого является наличие излучения электрической дуги, доля которого быстро возрастает с увеличением геометрического параметра  $d_w$ . Излучение, играющее роль своеобразного демпфера, ослабляет влияние джоулева нагрева на характерную температуру газа в электрической дуге, это и приводит к увеличению области существования ламинарного режима течения.

**Заключение.** Предложена методика определения критерия перехода из ламинарного режима течения в турбулентный на стабилизированном участке канала плазмотрона, использующая численное моделирование плазменных течений и экспериментальные

данные [2] по сопротивлению трения и напряженности осевой компоненты электрического поля на стабилизированном участке течения в длинном канале плазматрона. Применение среднemasовой температуры в качестве характерной температуры потока и введение эффективного числа Рейнольдса, объединяющего гидродинамическое и термическое воздействия на поток, позволило обобщить экспериментальные данные и построить зависимости гидравлического коэффициента трения и безразмерной напряженности электрического поля от эффективного числа Рейнольдса. Анализ этих зависимостей дал возможность выделить области ламинарного и турбулентного режимов течения газа в дуге и определить критическое значение эффективного числа Рейнольдса  $(Re_{ef})_{cr} = 2000$ , характеризующего переход течения из одного режима в другой.

Для достаточно больших значений электрического тока, когда отсутствует винтовая МГД-неустойчивость ( $I > 50$  А), экспериментальные точки на гидравлической характеристике практически совпадают с “классическим” законом ламинарного трения. При больших значениях  $Re_{ef}$  наблюдается удовлетворительное соответствие закону турбулентного трения Блазиуса.

Выбор методики определения  $Re_{ef}$  позволил построить в пространстве рабочих параметров плазматрона нейтральную кривую, разделяющую ламинарный и турбулентный режимы течения газа и имеющую немонотонный характер. Для смены режимов течения в области характерных значений электрического тока требуются достаточно большие величины “холодного” числа  $Re_w \sim 15000$ . С ростом диаметра канала плазматрона увеличивается область существования ламинарного режима течения, что объясняется влиянием излучения.

Авторы выражают благодарность В.И. Артемову за любезно предоставленную возможность использовать вычислительного пакета “ANES/NE” и А.Б. Ватажину за полезные замечания, способствовавшие изложению полученных результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. I. М.: Наука, 1965. 639 с.
2. Runstadler P.W. Laminar and turbulent flow of an argon arc plasma // № 22, Harvard, Univ. Eng. Sci. Lab. Techn. Rep. 1965. 73 p.
3. Frind G., Damsky B.L. Electric arcs in turbulent flows. IV. ARL 70-0001, Aerospace Research Laboratories, Office of Aerospace Research, US Air Force, Wright-Patterson Air Force Base, ОНЮ, 1970. P. 86.
4. Lukens L.A., Incropera F.P. Electric field intensity and wall heat transfer measurements for the heating region of an atmospheric cascade arc // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 8. № 5. P. 935–952.
5. Пахомов Е.П., Ярцев И.М. Экспериментальное определение длины и характеристик начального участка ламинарного потока в стабилизированной электрической дуге // Теплофизика высоких температур. 1977. Т. 15. № 5. С. 949–957.
6. Левитан Ю.С. Расчетно-теоретическое исследование электрической дуги постоянного тока в турбулентном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1984. № 10. Вып. 2. С. 117–137.
7. Артемов В.И., Левитан Ю.С., Синкевич О.А. Неустойчивости и турбулентность в низкотемпературной плазме. М.: Изд-во МЭИ, 1994. 412 с.
8. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
10. Evans D.L., Tankin R.S. Measurement of emission and absorption of radiation by an argon plasma // Phys. Fluids. 1967. V. 10. № 6. P. 1137–1144.
11. Жайнаков А., Лелевкин В.М., Мечев В.С., Семенов В.Ф., Урусов Р.М. Электрическая дуга – генератор низкотемпературной плазмы. Бишкек: Илим, 1990. 440 с.

12. *Devoto R.S.* Transport coefficients in ionized argon // *Phys. Fluids*. 1973. V. 16. № 5. P. 616–623.
13. *Кацнельсон С.С., Ковальская Г.А.* Теплофизические и оптические свойства аргоновой плазмы. Новосибирск: Наука, 1985. 147 с.
14. *Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В. Дресвина.* М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
15. *Синкевич О.А.* Нелинейная теория винтовой неустойчивости электрической дуги во внешнем магнитном поле // Докл. АН СССР. 1985. Т. 280. № 1. С. 99–102.
16. *Асиновский Э.И., Афанасьев А.А., Пахомов Е.П.* Спиральная форма дугового столба: условия и область существования // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231. № 2. С. 326–329.

Москва

Поступила в редакцию  
17.IX.2003