

УДК 537.523.001.5

М. Ф. ЖУКОВ, И. М. ЗАСЫПКИН, И. И. МИШНЕ,
В. Н. ФОКИН

ТЕПЛОБМЕН В КАНАЛЕ ПЛАЗМОТРОНА С ПРОНИЦАЕМОЙ СТЕНКОЙ

Исследования плазматронов с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ) показали, что при достаточной длине вставки в канале реализуются все три характерных участка течения газового потока в трубе: начальный, переходный и участок развитого турбулентного течения газа [1]. С энергетических позиций целесообразно, чтобы развитое турбулентное течение занимало большую часть канала МЭВ, так как напряженность электрического поля здесь наивысшая. Однако, если не принять специальных мер, то тепловые потери довольно быстро достигают предельных значений, вложенная в дугу мощность полностью отводится через стенку, т. е. локальный тепловой КПД становится равным нулю. Поэтому проблема отыскания эффективных методов защиты стенок канала плазматрона от воздействия высокотемпературного потока газа весьма актуальна.

Одним из действенных и перспективных методов снижения тепловых потерь, нашедшим широкое применение в современной технике, является вдув охладителя в пограничный слой. Вдув может производиться локально (пленочное охлаждение) или по всей защищаемой поверхности (пористое охлаждение). Эффективность такого охлаждения, особенно пористого, связана с тем, что тепло, полученное охладителем, не теряется, а возвращается с газом в рабочую среду, не снижая тепловой КПД охлаждаемых аппаратов.

Ряд работ посвящен исследованию пленочного охлаждения в плазматронах осевой схемы при вдуве защитного газа через щель [2—4]. Теплообмен при турбулентном течении газа в канале плазматрона с пористой стенкой исследован явно недостаточно. Можно отметить работу [5], где приведены интегральные характеристики мощных плазматронов с пористой МЭВ при сверхкритических вдувах охлаждающего газа.

В настоящее время по проблеме турбулентного теплообмена на пористой поверхности накоплен достаточно обширный теоретический и экспериментальный материал, который обобщен, в частности, в монографиях [6, 7]. На основе этих результатов в работе [8] проведен анализ пористого охлаждения применительно к электродуговым нагревателям газа. Теплообмен в электродуговой камере плазматрона обладает рядом специфических особенностей, основными из которых являются наличие электрической дуги, взаимодействующей с турбулентным потоком газа, и существенная неизотермичность. В [8] отмечается недостаток экспериментальных данных для учета этих особенностей при расчете пористого охлаждения в плазматронах.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования турбулентного теплообмена на пористой стенке электродуговой камеры.

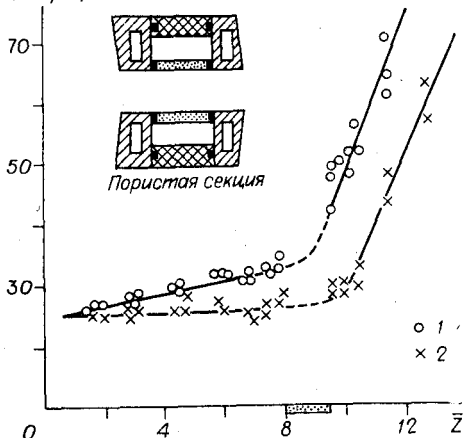
$Q \cdot 10^{-3}, \text{ Вт/м}$ 

Рис. 1. Распределение тепловых потоков вдоль канала.

$$I = 150 \text{ А}; \bar{a} = 14; \bar{z}_n = 8; G_0 = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с};$$

$$g_{\text{п}} = (0,7 + 3,0) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с. } g_{i=0} = 0 \text{ (1);}$$

$$(0,30 \div 0,45) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с (2).}$$

слюды толщиной $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. В экспериментах использовались втулки из молибдена пористостью 60%.

Плазмообразующим газом служил воздух. В качестве газа, охлаждающего пористую вставку, при низких температурах стенки использовался воздух, при больших — технический азот. Проведены также эксперименты со вдувом инородного газа (гелий в воздух). Расход охлаждающего газа $g_{\text{п}}$ варьировался от $0,35 \cdot 10^{-3}$ до $7,20 \cdot 10^{-3}$ кг/с, что соответствовало изменению удельного расхода охладителя $\bar{g}_{\text{п}}$ от 0,2 до $4,2 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$. Между секциями МЭВ воздух не подавался.

При исследовании турбулентного теплообмена для уменьшения длины начального участка в сечении $\bar{Z}_s = 2,5$ организовывался интенсивный встречный вдув газа с параметром вдува m_s , близким к единице [1]. Среднемассовая температура газа в канале плазмотрона определялась по тепловому балансу и составляла в исследуемом сечении $(3,5 \div 5,0) \cdot 10^3 \text{ К}$. Число Рейнольдса основного потока Re_0 , рассчитанное по среднемассовым параметрам, изменялось в пределах $(3,9 \div 10,4) \cdot 10^3$. Ток дуги изменялся в пределах $(100 \div 180) \text{ А}$.

Температура наружной поверхности пористой втулки измерялась хромель-алюмелевыми термопарами диаметром $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. Спай термопар прижимался к поверхности при помощи специального устройства. Предварительные эксперименты показали, что температура наружной поверхности стенки всюду практически постоянна. Поэтому в дальнейшем для определения температуры использовали показания только одной термопары, установленной в среднем сечении пористой втулки. Регистрирующим прибором служил пирометрический милливольтметр типа МПП-254 класса точности 1,0.

Индивидуальный подвод воды ко всем секциям МЭВ позволял проводить калориметрирование тепловых потоков в стенку канала. Разность температур охлаждающей воды измерялась дифференциальным транзисторным термодатчиком, схема которого описана в работе [9].

С целью отработки методики определения тепловых потерь в проницаемую стенку вначале были проведены измерения на начальном участке электродуговой камеры, когда пористая секция помещалась на расстоянии $\bar{Z}_n = 2$ и 8 калибров от торцевого электрода-катода. На

Эксперименты выполнены на плазмотроне с секционированной межэлектродной вставкой, схема которого детально описана в работе [3]. Внутренний диаметр цилиндрической дуговой камеры $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, длина МЭВ достигала 20 калибров. Пористая секция, устанавливаемая на различных участках электродуговой камеры, представляет собой пористую втулку с внутренним диаметром $d = 2 \cdot 10^{-2}$ м, толщиной стенки $3 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $2,8 \cdot 10^{-2}$ м, закрепляемую между медными водоохлаждаемыми шайбами. Шайбы специально спрофилированы для стыковки с примыкающими секциями МЭВ. Для снижения утечек тепла через торцы пористой втулки устанавливались трехслойные прокладки, состоящие из двух асбестовых колец толщиной по $0,3 \cdot 10^{-3}$ м, между которыми помещалось кольцо из

рис. 1 приведено распределение тепловых потоков вдоль канала при наличии и отсутствии межсекционного вдува газа для тока дуги $I = 150$ А. На оси абсцисс показано месторасположение секции с пористой втулкой. Из рисунка видно, что при $g_i = 0$ тепловой поток медленно нарастает вдоль канала (кривая 1), что обусловлено, по-видимому, турбулентным теплообменом в пограничном слое, температура которого нарастает вниз по потоку. При $g_i \neq 0$ температура газа в пограничном слое остается примерно постоянной, вследствие чего постоянен и тепловой поток на начальном участке (кривая 2), определяемый в основном излучением дуги. Начиная с сечения 9—10 калибров наблюдается заметный рост тепловых потоков в стенку (переходный участок).

Несмотря на специально принятые меры, полностью исключить утечки тепла через торцы пористой втулки не удалось. Поэтому тепловой поток в боковые водоохлаждаемые шайбы пористой секции возрастает с уменьшением расхода охлаждающего газа в силу роста ее температуры.

Тепловой поток в пористую втулку определялся по формуле

$$Q = Q_r + Q_{\text{лн}} + Q_1. \quad (1)$$

Здесь Q_r — тепловой поток, снимаемый охлаждающим газом с единицы длины пористой стенки; Q_1 — утечки тепла через торцы пористой втулки, определяемые калориметрированием тепловых потоков в водоохлаждаемые шайбы пористой секции, условно отнесенные к единице длины; $Q_{\text{лн}}$ — лучистый тепловой поток, испускаемый с единицы длины наружной поверхности пористой втулки, равный

$$Q_{\text{лн}} = 2\pi r_2 \varepsilon \sigma T_2^4. \quad (2)$$

В выражении (2) σ — постоянная Стефана — Больцмана, ε — степень черноты пористого материала, которая по данным работы [5] для молибдена пористостью 60% равна примерно 0,6.

Для определения теплового потока, снимаемого газом Q_r , необходимо знать температуру охладителя на выходе из пор T_{r1} . Однако непосредственное измерение этой величины во время горения дуги связано с большими трудностями. Величина T_{r1} может быть рассчитана из уравнения баланса энергии, которое при допущении малости теплового потока в осевом направлении имеет вид [5, 10, 11]

$$(1/r) d[\lambda_{\text{ст}r} (dT_{\text{ст}}/dr)]/dr + [\tilde{g}_n c_p / (2\pi r)] \cdot (dT_r/dr) = 0, \quad (3)$$

где \tilde{g}_n — расход охлаждающего газа, отнесенный к единице длины стенки. Теплопроводность материала стенки $\lambda_{\text{ст}}$ можно принять практически постоянной в том диапазоне перепада температур, который реализован в настоящей работе [5]. В уравнение (3) входят две независимые переменные: температура стенки $T_{\text{ст}}$ и температура газа T_r . Другим выражением, связывающим $T_{\text{ст}}$ и T_r , является уравнение локального теплообмена между стенкой и охлаждающим газом

$$(1/r) \lambda_{\text{ст}} d[r(dT_{\text{ст}}/dr)]/dr = \alpha_v (T_{\text{ст}} - T_r), \quad (4)$$

где α_v — объемный коэффициент теплообмена.

В работе [10] сделано предположение, что величина α_v настолько велика, что температура газа достигает значения $T_{\text{ст}}$ практически сразу же после входа в пористый материал. Справедливость этого допущения для реализованного в настоящей работе диапазона изменения параметров подтверждает анализ результатов расчета температурных полей стенки и охладителя, приведенных в работе [11]. При $T_{\text{ст}} = T_r = T$ решение уравнения (3) существенно упрощается и при граничных условиях $r = r_2$; $T = T_2$; $-2\pi r_2 \varepsilon \sigma (dT/dr) = \tilde{g}_n c_p (T_2 - T_\infty) + Q_{\text{лн}}$ имеет вид [10]

$$\frac{T - T_\infty + Q_{\text{лн}} / (\tilde{g}_n c_p)}{T_2 - T_\infty + Q_{\text{лн}} / (\tilde{g}_n c_p)} = \left(\frac{r_2}{r}\right)^{\tilde{g}_n^n} \quad \text{для } r_1 < r < r_2. \quad (5)$$

В выражении (5) $n = c_p / (2\pi\lambda_{ст})$; T_∞ — начальная температура охладителя. Выражение (5) позволяет определить температуру внутренней поверхности пористой стенки T_1 , если известны T_2 , расход охлаждающего газа и свойства материала стенки. Значения $\lambda_{ст}$ по данным изготовителя — 26 Вт/м·град. Зная величину T_1 , можно определить полный тепловой поток, снимаемый газом:

$$Q_r = \bar{g}_n c_p (T_1 - T_\infty). \quad (6)$$

Вернемся теперь к рассмотрению экспериментального материала. На рис. 2 приведена зависимость T_2 от удельного расхода охлаждающего газа при $\bar{Z}_n = 2$. Результаты измерений показали, что при $\bar{Z}_n = 8$, температура втулки несколько выше, чем в предыдущем случае, при одинаковых значениях тока дуги и расхода охладителя. Это обусловлено тем, что при расположении пористой секции на расстоянии двух калибров от катода газ, подаваемый в зазор между катодом и первой секцией МЭВ, оказывает влияние на охлаждение пористой втулки. Лучистый тепловой поток от дуги к стенке остается примерно постоянным при различных значениях G_0 . Увеличение расхода газа в зазор между катодом и первой секцией МЭВ приводит к уменьшению T_2 . Это обусловлено тем, что помимо снятия тепла газом, продуваемым через проницаемую поверхность, имеет место теплообмен между горячей пористой стенкой и холодным закрученным потоком газа в канале плазмотрона, который усиливается с ростом G_0 . Благодаря этому эффекту при сравнительно небольших тепловых потоках в стенку ($I \leq 100$ А) обеспечивается охлаждение пористой втулки даже при прекращении подачи охладителя через нее (рис. 2, кривая 1). При $\bar{Z}_n = 8$ изменение G_0 не оказывает заметного влияния на температуру наружной поверхности пористой втулки.

Тепловой баланс на пористой втулке с учетом утечек тепла через торцевые уплотнения при различном местоположении пористой секции для $I = 150$ А приведен на рис. 3. Утечки тепла условно отнесены к

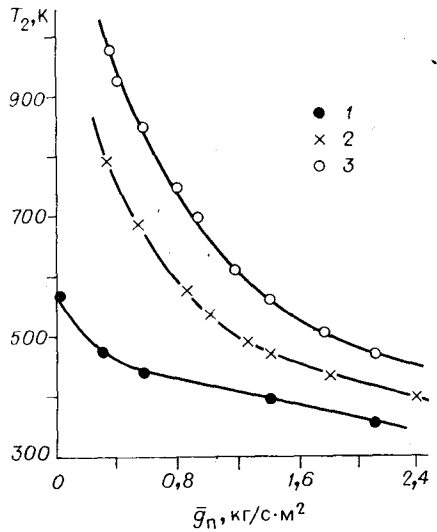


Рис. 2. Зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от расхода охладителя.

$\bar{a} = 14$; $\bar{z}_n = 2$; $G_0 = (5,2 + 5,6) \cdot 10^{-3}$ кг/с; $\bar{g}_n = (0,5 \div 4,3) \cdot 10^{-3}$ кг/с. $I = 100$ (1); 150 (2); 180 А (3).

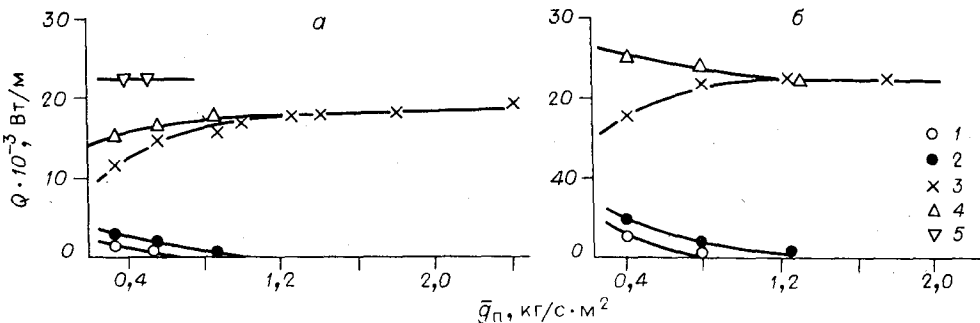


Рис. 3. Тепловой баланс на пористой втулке при $\bar{Z}_n = 2$ (а) и $\bar{Z}_n = 8$ (б).

$I = 150$ А; $\bar{a} = 14$; $\bar{g}_i = 0$; $G_0 = (5,2 + 5,6) \cdot 10^{-3}$ кг/с. 1 — излучение с наружной поверхности втулки; 2 — утечки тепла через торцевые уплотнения; 3 — тепловой поток, снимаемый охладителем; 4 — суммарный тепловой поток в пористую втулку; 5 — суммарный тепловой поток в пористую втулку при $G_0 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

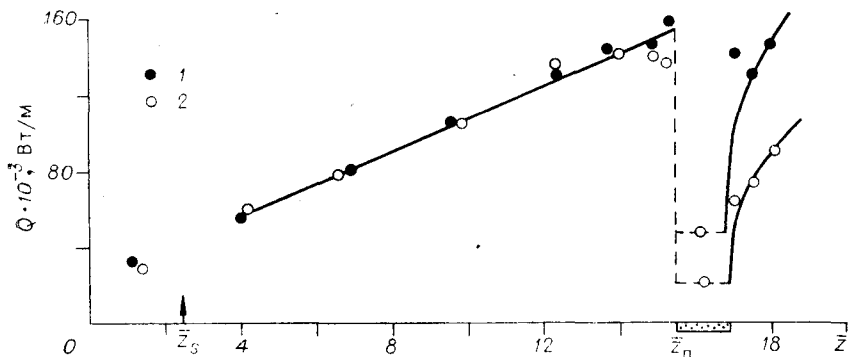


Рис. 4. Распределение тепловых потоков вдоль канала.

$I=150$ А; $\bar{a}=20$; $\bar{z}_S=2,5$; $\bar{z}_n=15,5$; $Re_d=3,9 \cdot 10^3$. 1 — $g_{п1}=1,7 \cdot 10^{-3}$ кг/с ($b=5,1$);
2 — $g_{п2}=7,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с ($b=24$).

длине пористой вставки для сравнения с составляющими тепловых потерь в стенку. Лучистый тепловой поток, испускаемый наружной поверхностью пористой втулки (кривая 1), определялся по формуле (2). Он имеет примерно такую же величину, что и утечки тепла через торцевые уплотнения (кривая 2). Эти потери необходимо учитывать, при $T_2 > 800$ К (например, при $T_2 = 1000$ К, $Q_{пн} = 2,7 \cdot 10^3$ Вт/м). Тепловой поток, снимаемый охлаждающим газом (кривая 3), рассчитывался по формулам (5), (6). Более низкие значения суммарных тепловых потерь в стенку при $\bar{z}_n = 2$ (ср. кривые 4 на рис. 3, а и 3, б) объясняются отмеченным выше влиянием расхода G_0 на охлаждение пористой втулки. При малых расходах газа в зазор между катодом и первой секцией МЭВ, когда отмеченный выше эффект дополнительного охлаждения незначителен, величины суммарных тепловых потоков в пористую вставку при $\bar{z}_n = 2$ и $\bar{z}_n = 8$ одинаковы и равняются $23 \cdot 10^3$ Вт/м для $I = 150$ А (рис. 3, а, кривая 5).

Некоторый рост тепловых потерь с уменьшением расхода охлаждающего ($\bar{g}_n < 1$ кг/с · м²) при $\bar{z}_n = 8$ (рис. 3, б, кривая 4) обусловлен, вероятно, появлением конвективной составляющей теплового потока.

Величины тепловых потерь в пористую вставку при токах 150 А и 180 А, вычисленные из уравнения теплового баланса, равняются $2,3 \cdot 10^4$ Вт/м и $3,3 \cdot 10^4$ Вт/м, соответственно, и с точностью до 10% совпадают с измеренными значениями тепловых потерь в первые секции МЭВ. Это позволяет сделать вывод о возможности определения теплового потока в проникаемую стенку по измеренным значениям температуры пористой вставки и расхода охладителя на основании модели, предложенной в работе [10]. Указанный метод особенно удобен при изменении излучения дуги, так как при соответствующем вдуве газа интенсивность теплообмена, обусловленного процессами теплопроводности и конвекции, сводится к нулю.

Рассмотрим теперь результаты исследования турбулентного теплообмена. На рис. 4 приведено распределение тепловых потерь вдоль канала при наличии турбулизирующего вдува, координата которого показана стрелкой. Тепловой поток на начальном участке, как уже указывалось выше, определяется излучением дуги. Сразу же за сечением турбулизирующего вдува к лучистому тепловому потоку добавляются конвективные тепловые потери, величина которых быстро нарастает вдоль канала [1]. Вдув газа через пористую втулку приводит к резкому снижению тепловых потерь в проникаемую стенку. Теплообмен вниз по потоку за пористой секцией определяется действием газовой завесы.

В качестве примера на рис. 5 приведена зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от удельного расхода охладителя

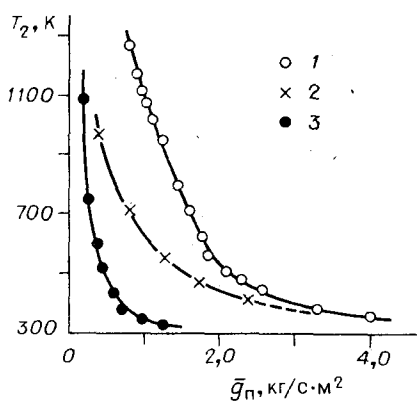


Рис. 5. Зависимость температуры наружной поверхности пористой втулки от удельного расхода охладителя.

$I = 150 \text{ A}$; $g_{\text{п}} = (0,3 + 7,0) \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$. 1 — $\bar{z}_{\text{п}} = 15,5$; $\bar{z}_{\text{с}} = 2,5$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$; 2 — $\bar{z}_{\text{п}} = 8$; $\bar{z}_{\text{с}} = 0$ (начальный участок); 3 — $\bar{z}_{\text{п}} = 15,5$; $\bar{z}_{\text{с}} = 2,5$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$ (гелий в воздухе).

стоянии 8 калибров от катода при том же значении тока дуги (кривая 2). Как видно на рисунке, при небольших вдувах температура стенки пористой вставки в первом случае значительно выше. С увеличением расхода охлаждающего газа имеется тенденция к сближению кривых 1 и 2, так как конвективная составляющая теплового потока в стенку при этом снижается, а лучистые потоки близки.

Введем относительное изменение числа Стентона $\Psi = St/St_0$, где St и St_0 — числа Стентона на проницаемой и непроницаемой поверхности соответственно. Сравнение безразмерных коэффициентов теплообмена должно проводиться только при одинаковых значениях числа Рейнольдса. Однако выбор характерного значения этой величины представляет известные затруднения, связанные с выбором как размера так и значений физических свойств газа, входящих в число Рейнольдса. В рамках теории, изложенной в работе [6], показано, что в качестве характерного числа Рейнольдса при определении стандартной величины St_0 следует выбирать величину $Re^{**} = \rho_0 V_0 \delta^{**} / \mu_{\text{ст}}$, где δ^{**} — толщина потери энергии, $\mu_{\text{ст}}$ — значение вязкости при температуре стенки. При таком определении St_0 возможен раздельный учет влияния различных возмущающих факторов на изменение относительного закона теплообмена (неизотермичность, сжимаемость, поперечный поток вещества и др.) [6].

Однако обработка опытных данных при стабилизированном течении газа в трубе по Re^{**} является несколько условной [7]. Обычно при обработке опытных данных в рассматриваемом режиме течения пользуются средними параметрами, а характерное число Рейнольдса определяют по формуле

$$Re_d = \rho V d / \mu_{\text{ср}}, \quad (7)$$

здесь d — диаметр канала, $\mu_{\text{ср}}$ — значение вязкости при средней температуре потока. В работе [12] показано, что при обработке опытных данных по средним параметрам, влияние неизотермичности на теплообмен не наблюдается. Этот вывод применительно к электродуговым нагревателям газа подтвержден в работах [13, 14], где значение вязкости в выражении (7) определялось при среднemasсовой температуре потока, а

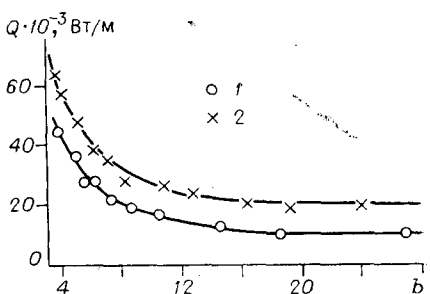


Рис. 6. Зависимость теплового потока в пористую втулку от параметра вдува. $\bar{a} = 20$; $\bar{z}_{\text{с}} = 2,5$; $\bar{z}_{\text{п}} = 15,5$; 1 — $I = 100 \text{ A}$; $T_0 = 4100 \text{ K}$, $Re_d = 4,6 \cdot 10^3$; 2 — $I = 150 \text{ A}$, $T_0 = 5000 \text{ K}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$.

теля при однородном вдуве (кривая 1) и при вдуве гелия в воздух (кривая 2). Там же для сравнения показана зависимость T_2 от $\bar{g}_{\text{п}}$ при вдуве однородного газа, когда пористая секция помещалась на начальном участке электродуговой камеры на рас-

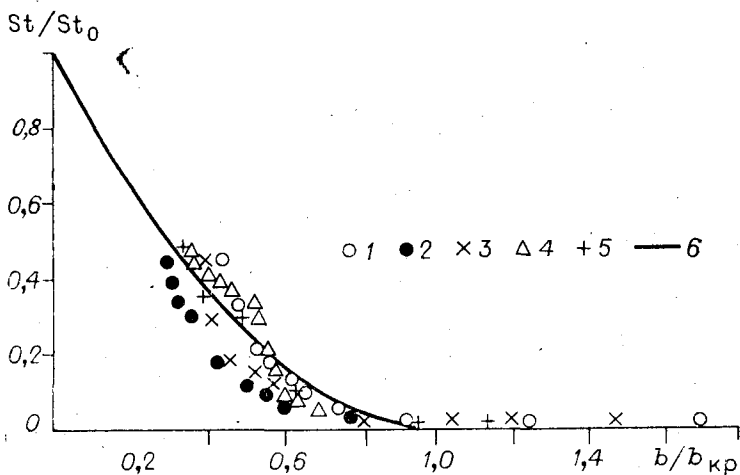


Рис. 7. Опытные данные по теплообмену в канале плазмотрона с проницаемой стенкой.

$\bar{a} = 20$; $\bar{Z}_s = 2,5$; $\bar{Z}_p = 15,5$, $I = (100 + 150) \text{ А}$. 1 - $T_0 = 4100 \text{ К}$, $Re_d = 4,6 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,08 + 0,29$; 2 - $T_0 = 3300 \text{ К}$, $Re_d = 10,6 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,11 + 0,35$, 3 - $T_0 = 5000 \text{ К}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,08 + 0,26$; 4 - $T_0 = 3950 \text{ К}$; $Re_d = 9,4 \cdot 10^3$, $\varphi = 0,09 + 0,34$; 5 - $T_0 = 5000 \text{ К}$, $Re_d = 3,9 \cdot 10^3$, $\varphi_1 = 0,51 + 1,37$ (гелий в воздух); 6 - расчет по формуле (9).

ρV — удельный среднемассовый расход газа в канале. С учетом сказанного, величина St_0 в настоящей работе рассчитывалась следующим образом:

$$St_0 = 0,023 Re_d^{-0.2} \cdot Pr^{-0.6}. \quad (8)$$

Физические свойства потока, входящие в выражения для чисел Re_d и Pr , определялись при среднемассовой температуре газа в канале плазмотрона.

На рис. 6 показана зависимость теплового потока в пористую втулку от параметра вдува $b = \tilde{g}_n / (\rho V)_0 \cdot St_0$. Как видно из рисунка, при больших вдувах тепловой поток в проницаемую стенку остается примерно постоянным, начиная с некоторого значения параметра вдува, и определяется излучением дуги (сверхкритический вдув). При уменьшении b тепловой поток в проницаемую стенку начинает возрастать так как появляется конвективная составляющая теплового потока. Минимальный расход охладителя ограничен термостойкостью материала пористой втулки.

Так как конвективный тепловой поток в проницаемую стенку при сверхкритических вдувах равен нулю, этим обстоятельством можно воспользоваться для определения величины излучения дуги в турбулентном потоке газа. Полученные таким образом значения лучистых тепловых потерь для дуги в развитом турбулентном потоке газа примерно в 1,5 раза ниже лучистых тепловых потерь на начальном участке (см. рис. 4). По-видимому лучистый тепловой поток от турбулентной дуги снижается по сравнению с потоком от дуги на начальном участке электродуговой камеры. Причем это снижение нельзя объяснить лишь уменьшением давления вдоль канала.

На рис. 7 приведено сравнение опытных данных с расчетом по формуле из работы [6]

$$\Psi = [1 - b/b_{кр}(\varphi)]^2, \quad (9)$$

где $b_{кр}(\varphi)$ — критический параметр вдува, являющийся функцией неизотермичности. Согласно [6] при $\varphi < 1$

$$b_{кр}(\varphi) = (1 - \varphi)^{-1} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \varphi}}{1 - \sqrt{1 - \varphi}} \right]^2, \quad (10)$$

здесь $\varphi = T_1/T_0$ — температурный фактор.

Экспериментальное значение числа Стентона находили следующим образом:

$$St = (Q - Q_{\text{л}}) / [\pi d (\rho V)_0 (h_0 - h_1)]. \quad (11)$$

В выражении (11) h_0 — среднemasовая энтальпия газа, h_1 — энтальпия газа при температуре внутренней поверхности пористой втулки, $Q_{\text{л}}$ — лучистый тепловой поток от дуги к стенке.

Опытные данные по теплообмену при вдуве гелия в воздух обрабатывались по методике, изложенной в работах [7, 15], где показано, что все предельные формулы, полученные для вдува однородного газа в неизотермических условиях, можно распространить и на вдув инородного газа, если вместо температурного фактора φ подставить величину $\varphi_1 = \rho_0/\rho_{\text{ст}}$. Согласно [15]

$$\varphi_1 = \rho_0/\rho_{\text{ст}} = \varphi \left[1 + \frac{\bar{R} - 1}{K + 1} \right], \quad (12)$$

где $\bar{R} = R_1/R_0$; $K = (c_{p1}/c_{p0})(T_1 - T'_{\infty})/(T_0 - T_1)$;

R_1 и R_0 , c_{p1} и c_{p0} — газовые постоянные и теплоемкости вдуваемого и основного газов соответственно. Приведенные выше выражения получены для случая чисто конвективного теплообмена. Параметр K при сверхкритическом вдуве обращается в нуль. В данном же случае имеет место сложный радиационно-конвективный теплообмен, поэтому величину начальной температуры вдуваемого газа T'_{∞} в выражении для K необходимо брать с учетом нагрева охладителя за счет лучистого теплового потока от дуги к стенке $Q_{\text{л}}$: $T'_{\infty} = T_{\infty} + Q_{\text{л}}/(\tilde{g}_{\text{л}} c_p)$.

Величина критического параметра вдува при $\varphi_1 < 1$ определялась по формуле (10), при $\varphi_1 > 1$ по формуле работы [6]:

$$b_{кр} = (\varphi_1 - 1)^{-1} [\arccos(2 - \varphi_1)/\varphi_1]^2. \quad (13)$$

В проведенных экспериментах величина φ_1 изменялась в пределах $0,51 \div 1,37$.

Как видно из рис. 7, опытные данные удовлетворительно согласуются с результатом расчета по формуле (9), хотя следует отметить большой разброс экспериментальных точек.

Проведенные исследования показали, что формула (9) может быть использована для оценок турбулентного теплообмена при стабилизированном течении газа в канале плазмотрона с проницаемой стенкой при вдуве как однородного, так и инородного газов, если St_0 определять по формуле (8).

*Институт теплофизики
СО АН СССР, Новосибирск*

*Поступила в редакцию
25/IV 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, Наука, 1975.
2. Жуков М. Ф., Лукашов В. П., Поздняков Б. А., Фридберг А. Э. Тепловые и электрические характеристики плазмотрона с секционированной межэлектродной вставкой. — Изв. СО АН СССР, 1974, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.
3. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Влияние газовой завесы на теплообмен между турбулентной дугой и стенкой разрядной камеры. — Изв. СО АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
4. Леонтьев А. И., Волчков Э. П. Проблемы пленочного охлаждения в плазмотронах. — В кн.: Экспериментальное исследование плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.

5. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В. Исследование плазмотронов с подачей рабочего тела через пористую межэлектродную вставку.— В кн.: Экспериментальное исследование плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
6. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия, 1972.
7. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск, Наука, 1975.
8. Миронов Б. П. Пористое охлаждение электродуговых нагревателей.— В кн.: Экспериментальное исследование плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
9. Фогельсон И. Б. Транзисторные термодатчики. М., Советское радио, 1972.
10. Heberlein J., Pfender E., Eckert E. R. G. Study of a transpiration cooled constricted arc.— ARL 70—007, 1970, 111 p.
11. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В., Старшинов В. И., Уколов В. В. Исследование эффективности пористого охлаждения стабилизирующего канала плазмотрона.— Изв. СО АН СССР, 1977, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
12. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П. Относительное влияние температурного фактора на турбулентный пограничный слой при конечных числах Рейнольдса.— ПМТФ, 1970, № 3.
13. Амбразявичюс А. Б. Исследование теплообмена в секционированном канале плазмотрона.— В кн.: Экспериментальное исследование плазмотронов. Новосибирск, Наука, 1977.
14. Жуков М. Ф., Засыпкин И. М., Мишне И. И., Сазонов М. И. Турбулентный теплообмен в выходном электроде плазмотрона с межэлектродной вставкой.— Изв. СО АН СССР, 1979, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
15. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И., Миронов Б. П. К расчету турбулентного теплообмена на полупроницаемой поверхности при вдуве инородного газа.— ПМТФ, 1966, № 5.