

М. Ф. ЖУКОВ

## ГЕНЕРАТОРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ: ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

В связи с созданием мощных плазмохимических и металлургических установок возникает необходимость в плазмотронах с высоким тепловым к. п. д. и большим ресурсом работы электродов. Для решения этих задач желательно иметь достаточно полную и надежную информацию о тепловых потерях в различные элементы плазмотрона, о процессах в приэлектродных областях, об уровне пульсаций тока, при определенных условиях существенно влияющих на скорость эрозии, о неустойчивости горения дуги и причинах, ее порождающих, и о многих других явлениях, имеющих место в электродуговой камере.

Поставленные проблемы в целом чрезвычайно сложны. Поэтому ограничимся рассмотрением некоторых особенностей плазмотронов осевой схемы с газовихревой стабилизацией дуги. Выбор данной схемы связан с большей перспективностью по сравнению с другими схемами в силу меньших тепловых потерь в элементы плазмотрона, лучшего энергообмена между дугой и окружающим газом, большего ресурса электродов и т. д.

В первую очередь отметим особенности горения электрической дуги в длинном цилиндрическом канале (рис. 1), непосредственно связанные с взаимодействием разряда с потоком газа и стенками электродуговой камеры [1—5].

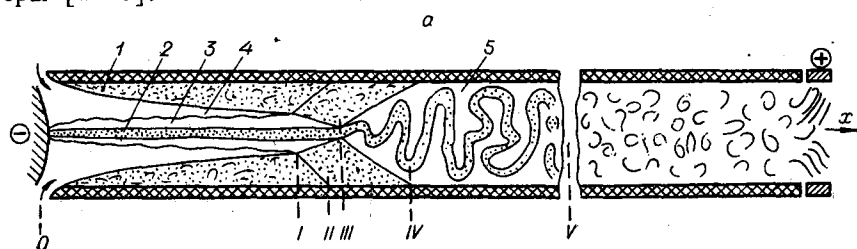


Рис. 1. Структура потока и дуги в длинном цилиндрическом канале (а), тепловая (б) и теневая (в) фотографии дуги.

1 — пограничный слой; 2 — дуга; 3 — тепловой слой дуги; 4 — невозмущенное течение; 5 — переходный участок.

На начальном участке канала 0—I, длина которого определяется местом встречи турбулентного пристенного пограничного слоя 1 с тепловым слоем 2 дуги 2, градиент температур в пристенном слое близок к нулю. Развивающийся на стенке пограничный слой не влияет на дугу и дуговой слой (область газа, прогретого дугой). Поэтому удельный тепловой поток в стенку определяется главным образом излучением среды [4, 6]. Представление о величине такого теплового потока дает график, приведенный на рис. 2. И хотя излучение невелико (для воздуха) по сравнению с вкладываемой на этом участке в дугу мощностью, его не-

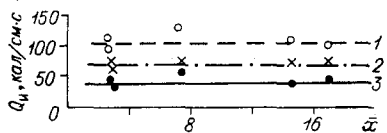


Рис. 2. Распределение лучистого теплового потока вдоль канала.

$d=1,0$  см;  $G=15$  г/с;  $\bar{a}=22,1$ ;  $g_i=0,7$  г/с;  $I=150$  А (1); 120 (2); 90 А (3).

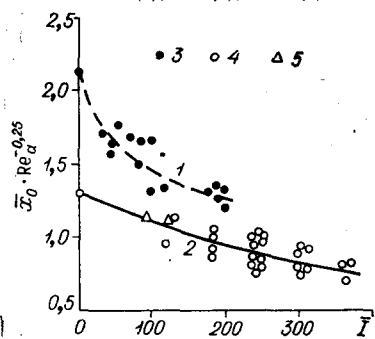


Рис. 3. Зависимость относительной длины начального участка канала от параметра  $\bar{I}$ .

1, 2 — расчет по формулам (1) и (2) соответственно; 3 — данные из работы [3]; 4 — МЭВ,  $d=1,0$  см,  $\bar{a}=17-34$ ; 5 — МЭВ,  $d=2,0$  см,  $\bar{a}=21,5$ .

реальные пути снижения лучистых тепловых потерь, особенно при нагреве таких рабочих сред, как аргон. В последнем случае речь идет в первую очередь об использовании жаростойких вставок-секций из вольфрама [7], керамики, графита и иных материалов. Теоретические и экспериментальные исследования пористого вдува в ламинарный поток в плазматроне показали возможность существенного увеличения его теплового к. п. д. и заметного повышения напряженности электрического поля [8—12]. Лучистый удельный тепловой поток на стенку канала остается примерно одним и тем же как на начальном, так и на турбулентном участке течения, хотя в последнем случае и наблюдается тенденция к некоторому его снижению.

В сечении I границы теплового и пограничного слоев смыкаются, и далее вниз по потоку начинается процесс передачи тепла, выделенного дугой, пограничному слою и стенке (сечение II).

На участке 0—III столб дуги практически не имеет поперечных пульсаций, хотя начальная интенсивность турбулентности достигает величин порядка  $8 \div 10\%$ , так как вихревая камера плазматрона по своему устройству и способу подачи газа в нее является источником большей турбулентности. Сохраняется постоянной и напряженность электрического поля дуги. Относительная длина этого участка  $\bar{x}_0$  рассчитывается по

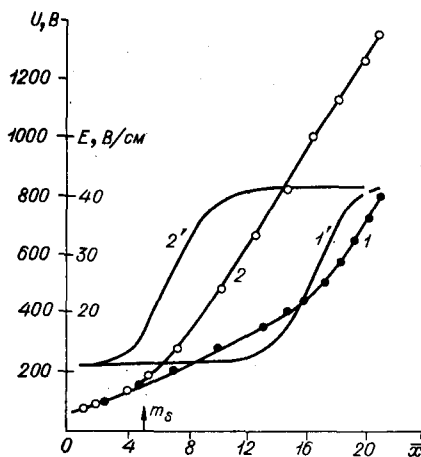


Рис. 4. Распределение потенциала  $U$  и напряженности дуги  $E$  вдоль канала плазматрона с МЭВ.

1 — 120 А;  $G_{\Sigma}=30$  г/с;  $d=2,0$  см; 1 и 1' —  $m_s = m_i \leq 0,08$ ; 2 и 2' —  $m_s=1,4$ ;  $m_i \leq 0,08$ .

обходимо учитывать при расчете охлаждения соответствующих элементов канала. Полученные результаты позволяют по-новому подойти к расчету и проектированию начального участка канала плазматрона, а также наметить

полупырическим зависимостям. Для цилиндрического канала с гладкой поверхностью [3]

$$\bar{x}_0 = \frac{x_0}{d} = 1,435 \operatorname{Re}_d^{0,27} [1 + 1,3 \cdot 10^{-3} (\bar{I})^{1,1}]^{-1,0}. \quad (1)$$

В случае канала, образованного секциями (плазмотрон с МЭВ) и потоком небольшого количества газа через зазоры, искомая зависимость видоизменяется и принимает вид

$$\bar{x}_0 = 1,30 \operatorname{Re}_d^{0,25} [1 + 1,85 \cdot 10^{-3} \bar{I}]^{-1,0}. \quad (2)$$

Здесь  $I = I(dV\mu h\sigma)^{-1}$ ;  $\mu$ ,  $h$ ,  $\sigma$  — характерные значения вязкости, энтальпии и электропроводности;  $I$  — сила тока;  $d$  — диаметр канала. Сравнение экспериментальных результатов с приведенными выше зависимостями дано на рис. 3. Величина  $\bar{x}_0$  в плазмотроне с МЭВ определялась до начала резкого подъема напряженности электрического поля, что примерно соответствует зоне смыкания пограничного и теплового слоев.

С сечения III (см. рис. 1, а) столб дуги под действием турбулентных пульсаций, генерируемых в пограничном слое, начинает хаотически колебаться во времени и пространстве. Турбулентное движение характеризуется в первую очередь интенсивностью турбулентных пульсаций  $\epsilon$ . Влияние этого фактора на напряженность электрического поля качественно известно [4], однако, как показывает опыт, только одним этим влиянием нельзя объяснить, например, сохранение большого значения напряженности электрического поля при резком снижении величины  $\epsilon$  (с 15—20 до 1% в развитом турбулентном течении). Поэтому возникает необходимость в выяснении влияния таких факторов, как масштаб турбулентности и частота пульсаций скорости, а также в разработке объективных методов определения масштабов турбулентности как для переходного, так и для турбулентного режимов течения газа.

Иллюстрируют рассматриваемые особенности фотографии дуги и потока (см. рис. 1) при горении дуги в струе воздуха, истекающего из сопла в затопленное пространство [2, 13]. На начальном участке струи 4 (см. рис. 1, б, в) столб дуги 2 стабилен, четко виден тепловой слой 3, не контактирующий с внутренней границей пограничного слоя 1 (штрихпунктирная линия на рис. 1, б). В зоне переходного участка струи 5 на дугу начинает влиять турбулентный пограничный слой. В результате этого возникают сильные поперечные колебания дуги, тепловой слой разрушается, нагретый и холодный газы интенсивно перемешиваются. В формировании сложных конфигураций столба, по-видимому, играет роль не только турбулентность, но и взаимодействие дуги с собственным магнитным полем, а также другие факторы.

Вернемся к схеме течения газа в канале (см. рис. 1, а). Начиная с сечения III (начало участка перемежаемости), монотонно возрастает напряженность электрического поля, а с сечения II и теплового поток в стенку, так как к потоку излучения начинает добавляться тепловой поток, определяемый конвективным теплообменом и теплопроводностью. Турбулентные пульсации быстро размывают нагретую область течения. В конце зоны (сечение V) завершается формирование развитого турбулентного течения. Напряженность достигает максимального значения, оставаясь далее вниз по потоку практически постоянной, в то время как тепловой поток в стенку продолжает нарастать. На рис. 4 показано распределение потенциала  $U$  (кривые 1 и 2) и напряженности  $E$  (кривые 1' и 2') вдоль канала плазмотрона с МЭВ. Кривые 1 и 1' соответствуют режиму течения, когда зона развитого турбулентного течения в канале выбранной длины только намечается и определяется «естественным» развитием течения. Кривые 2 и 2' соответствуют режиму турбулентного течения, которое возникает на значительном отрезке канала в результате постановки турбулизатора в сечении  $\bar{x}_0 = 5$ . Распределение тепловых потерь вдоль канала при малых параметрах вдува  $m$  приведено на рис. 5.

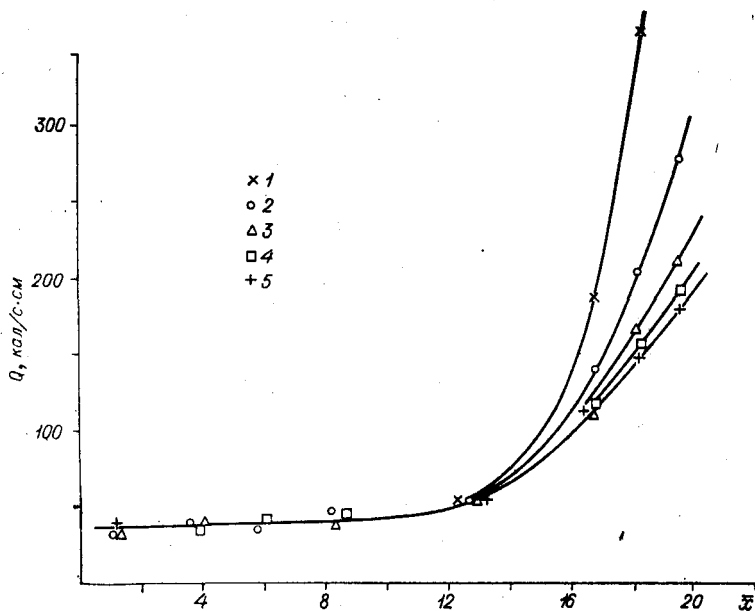


Рис. 5. Распределение тепловых потерь в стенку дуговой камеры.  
 $d=1,0$  см;  $\bar{a}=23$ ;  $G_{\Sigma}=15$  г/с;  $I=120$  А.  $g_i=0$  (1); 0,15 г/с (2); 0,3 (3); 0,5 (4); 0,7 г/с (5).

Таким образом, последняя зона, начинающаяся с сечения V, характерна постоянством напряженности электрического поля, по величине превышающей ее значение на начальном участке канала в несколько раз, и ростом тепловых потерь в стенку электродуговой камеры. С энергетических позиций (увеличение вкладываемой в дугу мощности) целесообразно, чтобы в плазмотроне развитое турбулентное течение занимало наибольшую часть канала. Отсюда постановка задачи — найти способы внешнего воздействия на поток и дугу, приводящие, например, к усилению турбулизации потока или к пространственной неустойчивости дуги, к усилению теплообмена дуги с окружающей средой и т. д. и в конечном итоге к росту напряженности.

Полученные результаты позволяют выявить перспективные схемы генераторов низкотемпературной плазмы, обладающие большой удельной мощностью, высоким общим к. п. д., значительным ресурсом электродов, и предложить конкретные инженерные решения.

Рассмотрим три основных типа осевых (линейных) плазмотронов, которые однозначно следуют из рассмотренной схемы течения газа в цилиндрическом канале, и проблемы, возникающие при их создании и совершенствовании.

1. Плазмотроны с самоустанавливающейся длиной дуги хорошо известны и нашли широкое применение. Электродуговая камера у них является одновременно и выходным электродом. Поэтому, когда число  $Re$  заведомо больше критического, шунтирование дуги, определяющее ее длину, происходит в начале переходной зоны. Основные тепловые потери приходятся на переходную зону. Снизить их, например путем пористого охлаждения, пока не представляется возможным из-за опасности заваривания пор (кроме случая использования материала из графита). Поэтому тепловая задача фактически сводится к оптимизации длины выходного электрода, т. е. к расчету длины начального участка и зоны шунтирования. Вольт-амперная характеристика дуги у таких плазмотронов падающая (рис. 6, 1), что однозначно определяет требования к источнику питания.

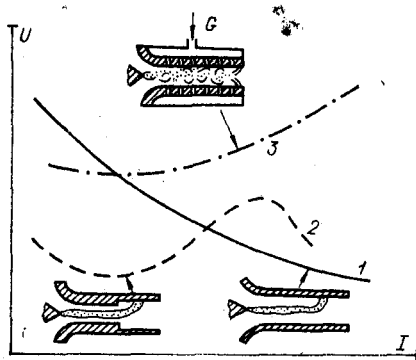


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика дуги в плазматронах разных схем. 1 — плазматрон с самоустанавливающейся длиной дуги  $l_g$ ; 2 — плазматрон с  $l_g < l_{gc}$ ; 3 — плазматрон с  $l_g > l_{gc}$ .

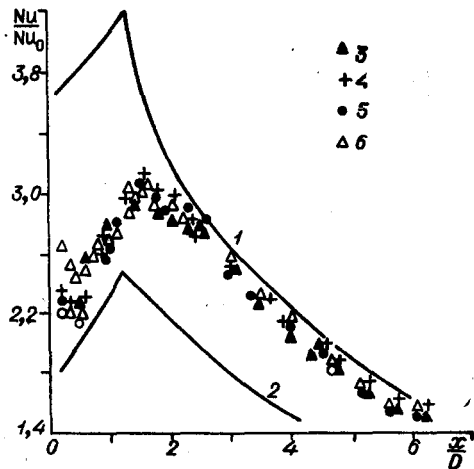


Рис. 7. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине трубы с уступом.

$\frac{d_3}{d_2} = 1,49$ ;  $Re = 2,52 \cdot 10^3$  (3);  $112 \cdot 10^3$  (4);  $69 \cdot 10^3$  (5);  $27,5 \cdot 10^3$  (6). Данные работы [17]:  $Re = 15,2 \cdot 10^3$  (1);  $131 \cdot 10^3$  (2).

2. Ко второму типу относятся плазматроны с фиксированной средней длиной дуги, меньшей самоустанавливающейся. В силу этого линейный размер электродуговой камеры, являющейся одновременно и выходным электродом, выбирается заведомо меньшим длины начального участка. В плазматронах подобного типа фиксация средней длины дуги в некоторых границах изменения определяющих параметров (критериев) осуществляется температурным полем (ступенчатые электроды), магнитным полем либо иными средствами [2, 14].

Электрическая характеристика дуги имеет не только падающую, но и восходящую ветвь (рис. 6, 2), лежащую, как правило, ниже «граничной» кривой 1, хотя совершенно очевидно, что возможно и ее пересечение [2]. Если рабочая точка дуги относится к восходящей ветви, дуга горит устойчиво без балластного сопротивления в цепи электропитания ( $\eta_0 \approx 1$ ).

Имеются особенности и в распределении тепловых потерь. В первую очередь это относится к плазматрону со ступенчатым электродом. При внезапном расширении канала образуется замкнутая каверна, порождающая сильную турбулентность как в основном потоке, так и внутри каверны (до 50%), что приводит к быстрому выравниванию поля скоростей и температур, заканчивающемуся не遠далеке от места замыкания каверны на стенку. Исследования локального теплообмена в трубе за уступом проводились многими авторами в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса, температур рабочего газа, относительных диаметров канала ( $\bar{d} = \frac{d_3}{d_2} = 1,09 \div 3,1$ ), с закруткой и без закрутки потоков [2]. Однако, поскольку до настоящего времени не разработано достаточно общей теории теплообмена в отрывных зонах, приходится пользоваться главным образом экспериментальными данными [15]. На рис. 7 приведено характерное распределение местного коэффициента теплоотдачи вдоль трубы за уступом. По оси ординат отложено число Нуссельта, отнесенное к его значению в режиме стабилизированного течения газа в гладкой трубе [2, 16, 17]. Пик соответствует области присоединения отрыва, левая ветвь — течению в области рециркуляции, правая — участку развития после присоединения. Как показывают многочисленные исследования, интенсивность теплообмена в области отрыва приблизительно в три раза выше, чем в обычном пограничном

слое. На долю каверны приходится 20÷30% потерь от тепловой энергии на входе в расширяющуюся часть канала. Еще больше тепла теряется далее по потоку в результате конвективного теплообмена. При длине трубы около 10 калибров потери достигают 80%.

В плазмотроне со ступенчатым электродом шунтирование как процесс, ограничивающий длину дуги, также имеет место. Однако из-за своеобразия характера течения газа конец каверны является местом преимущественного крупномасштабного шунтирования в широком диапазоне изменения определяющих параметров. Совершенно ясно, что, как и для первого класса плазмотронов, задача снижения тепловых потерь тесно связана в первую очередь с оптимизацией длины канала за уступом. Постановка в этой зоне соленоида с магнитопроводом, ограничивающего движение радиального участка дуги в осевом направлении,— один из возможных путей снижения длины зоны шунтирования, а следовательно, и потерь тепла.

Несколько иная картина наблюдается в плазмотроне осевой схемы с магнитной стабилизацией [14]. При определенной конфигурации магнитного поля крупномасштабные пульсации в осевом направлении можно существенно уменьшить и свести тем самым потери тепла к минимуму. Но в этом случае всегда нужно помнить о снижении ресурса работы электрода из-за сокращения рабочей поверхности.

Исследования плазмотронов названных выше схем показывают, что повышение энтальпии в них возможно (при заданных значениях расхода газа, давления и ряда других определяющих параметров) только за счет увеличения тока. Из обобщенных характеристик плазмотрона двухкамерной схемы [1], широко используемого в технических приложениях, следует, что полная энтальпия струи

$$h_0 \sim \eta I^{0,61}. \quad (3)$$

Здесь  $\eta$  — тепловой к. п. д. плазмотрона, слабо зависящий от тока. Таким образом, для увеличения  $h_0$ , например в три раза, необходимо, чтобы ток возрос почти в десять раз. Если при этом учесть, что скорость износа материала электродов пропорциональна току [1], то станет совершенно ясной необходимость отыскания таких схем плазмотронов, у которых помимо тока дуги имеется по крайней мере еще один свободный параметр, с помощью которого можно воздействовать на повышение энтальпии газа. Этим параметром может быть, например, средняя длина дуги, большая самоустанавливающейся, и средняя напряженность электрического поля  $E$ , изменяемая тем или иным способом.

3. В плазмотронах с межэлектродной вставкой (МЭВ) и длиной дуги, большей «естественной», оба названных параметра свободные. В этой связи рассмотрим плазмотроны с МЭВ, относящиеся к третьему классу. Они, как правило, высокоэнтальпийные и высоковольтные с электрической характеристикой дуги, лежащей выше характеристики самоустанавливающейся дуги (см. рис. 6, кривая 3). Разработке таких плазмотронов сейчас уделяется большое внимание. Однако если не принять специальных мер, то суммарные тепловые потери могут быть значительно большими, чем в плазмотронах первых двух классов при равных мощностях, вложенных в дугу, так как в турбулентной зоне быстро достигается предельное значение тепловых потерь, когда вложенная в дугу энергия полностью отводится через стенку (локальный тепловой к. п. д. равен нулю).

Одним из действенных и перспективных методов снижения тепловых потоков в стенку является заградительное охлаждение, т. е. организованный вдув части рабочего газа в пограничный слой через межсекционные щели вдоль поверхности стенки (или под углом) с целью ее изоляции от высокотемпературного газового потока [4, 18, 19] (или через пористую поверхность секций [18, 20, 21]). Вниз по потоку от щели охлаж-

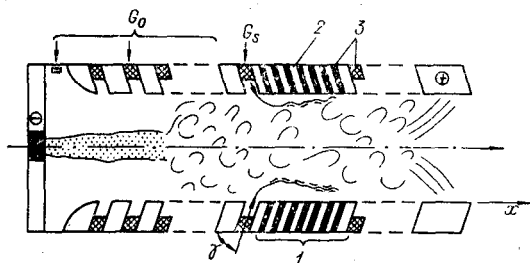


Рис. 8. Схема плазмотрона для изучения заградительного охлаждения.

1 — мерная секция; 2 — шайба; 3 — тепло- и электронизолятор;  $G_0$  — расход газа до мерной секции;  $G_s$  — расход защитного газа.

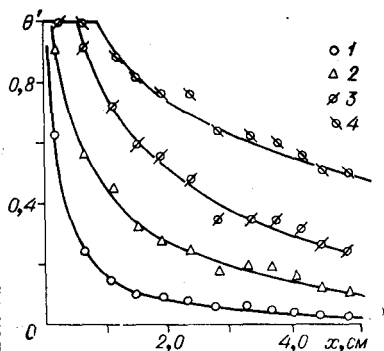


Рис. 9. Распределение эффективности завесы вдоль мерной секции  $\Theta'$ .  $d=2,0$  см;  $s=0,13$  см,  $I=120$  А,  $G_0=14$  г/с;  $m=0,21$  (1);  $0,63$  (2);  $1,0$  (3);  $1,51$  (4).

дающее действие завесы постепенно снижается в результате турбулентного перемешивания холодного и высокотемпературного потоков. Поэтому в случае длинных каналов применяется многощелевая завеса. Таким образом, заградительное охлаждение сводится в основном к задаче турбулентного перемешивания. В плазмотронах с МЭВ теплообмен происходит в условиях сжимаемости и существенной неизотермичности.

Приведем некоторые результаты исследования заградительного охлаждения в плазмотронах названного класса. Объектом изучения служил участок канала плазмотрона, схема которого приведена на рис. 8. Эффективность заградительного охлаждения оценивалась отношением снятого вдувом конвективного потока к конвективному тепловому потоку при отсутствии заградительного вдува:

$$\Theta' = \frac{Q_i - Q_{is}}{Q_i - Q_n} \quad (4)$$

Здесь  $Q_{is}$  и  $Q_i$  — тепловые потоки в  $i$ -ю шайбу мерной секции при наличии и отсутствии вдува газа;  $Q_n$  — лучистый тепловой поток, определяемый на начальном участке канала.

Величина  $\Theta'$  зависит от ряда параметров. Наиболее существенные из них — безразмерное расстояние  $\frac{x-x_0}{s}$  и параметр вдува  $m = \frac{\rho_0 \omega_0}{\rho_s \omega_s}$ . Здесь  $s$  — ширина щели;  $x_0$  — длина участка с абсолютной завесой; индексами 0 и  $s$  соответственно отмечены усредненные параметры потока в канале перед сечением вдува и в щели, расположенной под углом  $\gamma=60^\circ$  по отношению к направлению основного потока. Рис. 9 иллюстрирует влияние параметра  $m$  [22, 23]. При его значениях порядка  $1,0 \div 1,5$  наблюдается зона абсолютной завесы ( $\Theta'=1$ ), а на длине 2—3 калибров тепловые потери в стенку канала снижаются почти вдвое.

Полученные экспериментальные результаты хорошо обобщаются, если использовать для этого критериальный комплекс

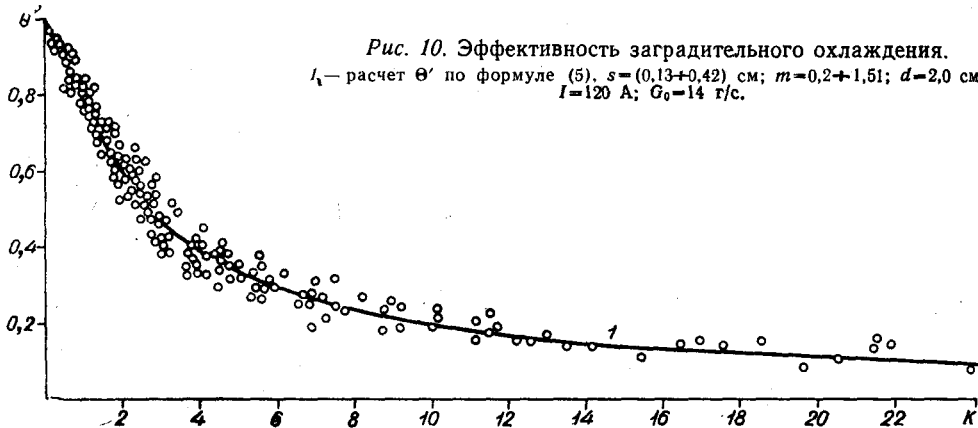
$$K = \frac{x-x_0}{ms} Re_s^{-0,25}, \quad \text{где } Re_s \cong s \cdot \frac{\rho_s \omega_s}{\mu_0}.$$

На рис. 10 приведена зависимость  $\Theta'$  от  $K$ . С приемлемой точностью она обобщается уравнением

$$\Theta' = (1 + 0,24K)^{-0,8} (1 + K^2)^{-0,14}. \quad (5)$$

Величина среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  при этом не превышает  $\pm 0,08$ . Для расчета эффективности газовой завесы в диапазоне измене-

Рис. 10. Эффективность заградительного охлаждения.  
 $\eta_1$  — расчет  $\theta'$  по формуле (5).  $s=(0,13+0,42)$  см;  $m=0,2+1,51$ ;  $d=2,0$  см;  
 $I=120$  А;  $G_0=14$  г/с.



ния  $0 < K < 3$  можно с успехом пользоваться методом, предложенным в работе [18] для одиночной щели.

Конечно, в действительности  $\theta'$  более сложно зависит от параметра  $m$ , ибо, привлекая его значения, лежащие вне выбранного диапазона, обнаруживаем расслоение опытных данных по  $m$ . Однако в практических приложениях  $m < 0,2$  не представляет большого интереса из-за малости величины  $\theta'$ ; вместе с тем режим течения в канале плазмотрона, соответствующий  $m > 1,5$ , встречается редко и относится главным образом к начальному участку канала. Эффективность газовой завесы хорошо прослеживается также по кривым распределения локального теплового к. п. д. вдоль канала (рис. 11):

$$\eta_i \approx 1 - \frac{\Delta Q_i}{\Delta l \cdot E \cdot I} \quad (6)$$

Здесь  $\Delta Q_i$  — тепловые потери в секцию длиной  $\Delta l$ . Так как на начальном участке канала  $E$  и  $\Delta Q_i \approx \text{const}$ , то примерно постоянно и  $\eta_i$ . Кривая 1 соответствует случаю  $m_i \approx 0$ . Первый подъем  $\eta_i$ , общий для обеих кривых, обусловлен в основном повышением в этой зоне напряженности электрического поля. Если теперь в некотором сечении  $\bar{x} = \bar{x}_s$ , выбранном в развитой турбулентной области, организовать заградительный вдув, то в силу постоянства напряженности электрического поля второй подъем вызывается уже положительным влиянием газовой завесы. Для поддержания теплового к. п. д. высокоэнтальпийного плазмотрона на должном уровне применяют, как уже говорилось, многощелевую защиту.

Данному вопросу посвящен ряд работ, например [24—27].

Помимо вдува заградительного газа через щель эффективно также пористое охлаждение, являющееся разновидностью регенеративной схемы охлаждения, когда значительная часть теплового потока, в том числе и лучистого, возвращается в основной турбулентный поток. Эффективность предлагаемого метода существенно зависит от величины параметров вдува через пористую стенку, от физических свойств охлаждающей среды и основного потока.

Рассмотрим еще один, на наш взгляд, весьма перспективный путь снижения тепловых потерь и в первую очередь конвективных. Сущность его состоит в том [28, 29], что электрическая дуга стабилизируется внешним «вихрем», образованным в трубе большого диаметра при подаче газа через периферийные отверстия 2а или щели 2б (рис. 12). При правильной организации течения потери тепла в стенку вихревой камеры определяются только излучением дуги. Подача газа в полужограниченную цилиндрическую камеру горения 1 осуществляется через отверстия 2а, расположенные в начальном сечении трубы, либо через



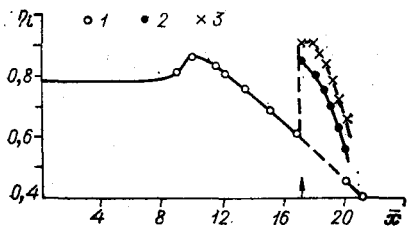


Рис. 11. Распределение локального теплового к. п. д. вдоль канала.

$d=2,0$  см;  $\bar{a}=21,5$ ;  $s=0,13$  см;  $I=120$  А;  $G_0=-14$  г/с. 1 — заградительное охлаждение отсутствует; 2 —  $x=17$ ,  $m_s=1,0$ ; 3 —  $x_s=17$ ,  $m_s=1,5$ .

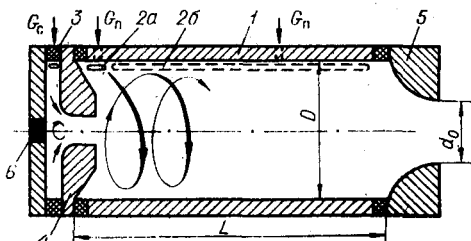


Рис. 12. Схема плазматрона с газовихревой межэлектродной вставкой.

1 — газовихревая МЭВ длиной  $L$ ; 2а, б и 3 — ввод газа в вихревую и заградительную камеры; 4 — дополнительная секция-сопло МЭВ; 5 — выходное сопло электрода; 6 — торцевой электрод;  $G_c$  — расход газа через сопло;  $G_n$  — расход газа, подаваемый в вихревую камеру.

щели (цепочку щелей) 2б, расположенные вдоль образующих цилиндра. В обоих случаях газ вводится под азимутальным углом. Ниже изложены некоторые результаты качественных исследований, относящихся только к первому случаю подачи газа в камеру. Главная проблема в создании подобного класса плазматронов состоит в обеспечении устойчивости внешнего вихревого течения. Основными критериями, определяющими характер течения закрученного потока, являются критерий Рейнольдса  $Re_D = \frac{\rho \omega_x D}{\mu}$ ; критерий Россби, представленный отношением окружной составляющей скорости газа на периферии  $\omega_{\phi_0}$  к усредненной осевой скорости  $W_x$  в вихревой камере  $Ro = \frac{\omega_{\phi_0}}{W_x}$  и характеризующий в основном картину вторичных течений, а также распределение в них скоростей и температур; параметр спутности  $\bar{m} = \frac{\rho \omega_x^2}{(\rho \omega_x^2)_c}$ ; геометрический параметр  $\bar{d}_0 = D/d_0$ ; форма выходного сопла 5 (индекс «с» указывает, что параметры потока относятся к струе, истекающей из сопла).

Цель предварительных исследований состояла в изучении аэродинамики течения и, в частности, механизма смещения потоков и развития турбулентности, а также в выяснении условий устойчивости вихревого течения с центральной струей газа, «внутри» которой должна гореть электрическая дуга. При реализации такого течения электрическая дуга горит на оси, а ее тепловой слой не контактирует со стенками канала.

Если число  $Ro$  больше критического [30—33], то вблизи оси трубы появляется устойчивое возвратное течение жидкости протяженностью до нескольких десятков диаметра трубы  $D$ . При  $Ro < Ro_{кр}$  оно отсутствует либо нестабильно. В экспериментах  $Ro \gg Ro_{кр}$  [30] и наиболее сильное влияние на структуру течения оказывают  $\bar{d}_0$ ,  $\bar{m}$  и форма профиля выходного сопла. Возрастание  $\bar{m}$  приводит к замедлению темпа размывания центральной струи.

На рис. 13, а приведена фотография центральной струи, истекающей из сопла МЭВ в вихревую камеру при устойчивом режиме внешнего вихря. Визуализация течения осуществлялась подачей небольшого количества табачного дыма, а освещение — нефокусированным пучком света. Для данного режима течения газа характерны высокая стабильность центральной струи в пространстве, достаточно четкая граница раздела между внутренним и внешним потоками и слабое их перемешивание. Последнее, по-видимому, объясняется большим радиальным градиентом давления во внешнем вихревом потоке, а при наличии дуги еще и радиальным градиентом температуры (плотности). Влияние тур-

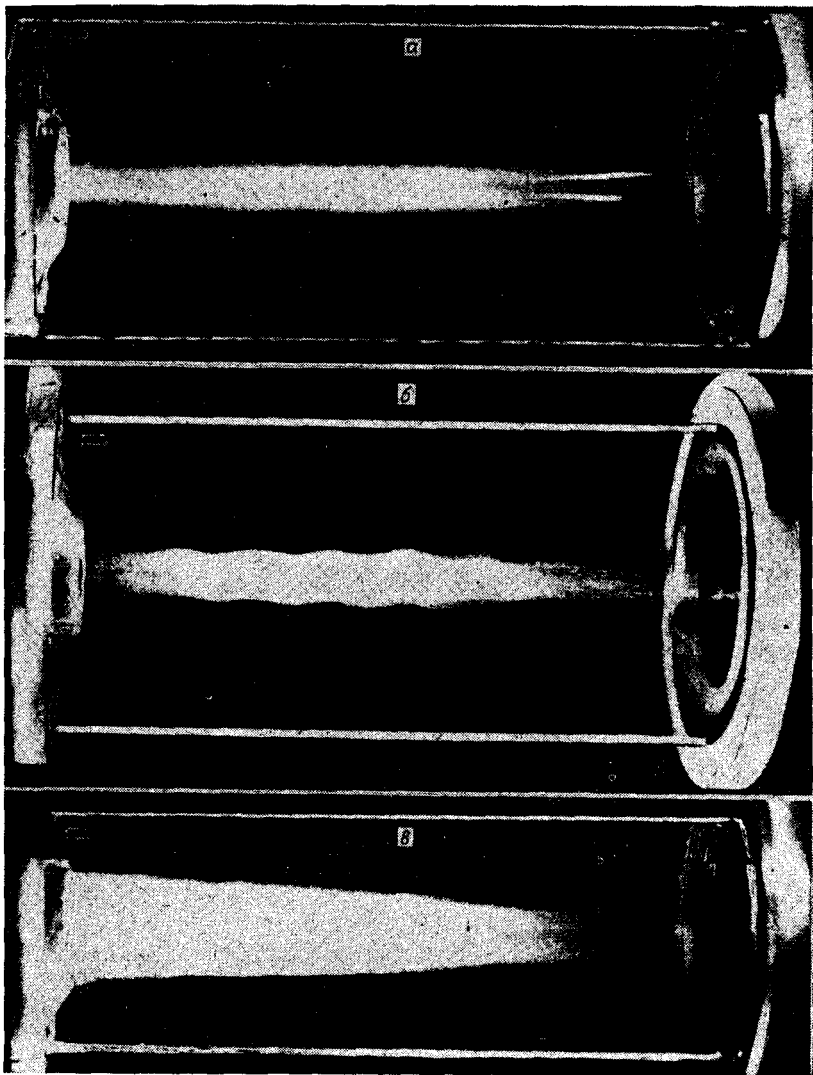


Рис. 13. Центральная струя.

булентности внешнего потока сводится к возрастанию величины проникновения газа в тепловой слой дуги [34].

Наблюдается также [35] «бочкообразный» (винтовой) режим течения струи (рис. 13, б); при малых значениях  $\bar{m}$  струя «размывается» по всему объему вихревой камеры, начиная с выхода из сопла МЭВ (рис. 13, в). Последний режим наиболее опасен не только из-за возрастания тепловых потерь в стенку МЭВ и вихревой камеры, но главным образом из-за возможности образования каскадной дуги.

Освещение потока тонким плоским пучком света, рассекающим струю вдоль ее оси, позволяет получить качественное представление о ее внутренней структуре (рис. 14). При некоторых режимах течения наблюдается несколько (от одной до трех) поверхностей с повышенной концентрацией дыма.

Если «холодные» испытания показывают стабильность центральной струи, то, как правило, устойчива в пространстве и электрическая дуга (рис. 15, а); при бочкообразности течения струи дуга принимает форму спирали (рис. 15, б). Если дуга спиралевидная, но не касается

стенки вихревой камеры, то можно предположить, что это позволит создать более эффективные плазмотроны.

Сопоставление данных об относительных суммарных энергопотерях, отнесенных к мощности дуги, в межэлектродную вставку [4] и в вихревую камеру рассматриваемого плазмотрона свидетельствует о его большом преимуществе. В последнем случае потери в несколько раз меньше и по уровню близки к лучистым; даже при максимальных токах (около 600 А) они не превышали 2%.

Таким образом, выявляются две основные теплофизические проблемы: интенсификация теплообмена между электрической дугой и газом, определяющая величину напряженности электрического поля, и снижение потерь тепла в стенку электродовой камеры и электродов.

Некоторые данные о фундаментальных физических явлениях в плазмотроне позволили наметить реальные пути повышения теплового к. п. д. плазмотронов первого поколения (плазмотроны с самоустанавливающейся длиной дуги и со ступенчатыми электродами), а также повышения напряженности электрического поля дуги в перспективных плазмотронах с заградительным охлаждением стенок. Успешное решение теплофизических проблем в высокоэнтальпийных плазмотронах с МЭВ позволит одновременно поднять и ресурс электродов.

Первые экспериментальные результаты по заградительному охлаждению стенок плазмотрона показали правомочность расчета по хорошо разработанной методике для плоской стенки. Это позволяет заранее проводить оценку полного и локального теплового к. п. д. элементов плазмотрона.

Весьма перспективной схемой защиты поверхностей от мощных конвективных и лучистых тепловых потоков, а также в некоторых случаях и от воздействия химически активных компонентов внешнего потока в случае переходных и турбулентных режимов течения газа в трубе является вдув газа через пористую поверхность секции [36]. В случае, если вдув выше критического, наблюдается режим полного оттеснения пограничного слоя, обеспечивающий абсолютную завесу стенки. В этой связи представляет большой научный и практический интерес изучение всего комплекса процессов в камере горения дуги плазмотрона с газовой вихревой межэлектродной вставкой.

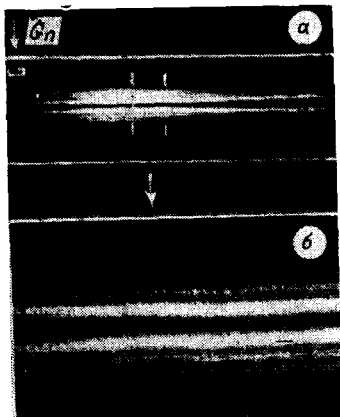


Рис. 14. Внутренняя структура центральной струи.

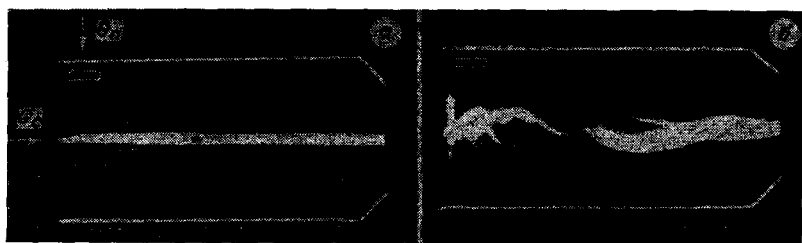


Рис. 15. Дуги для разных режимов течения газа в газовой вихревой МЭВ.

$$а) I=25 \text{ А}; \frac{G_{\text{п}}}{G_{\text{с}}} = 17; б) I=140 \text{ А}; \frac{G_{\text{п}}}{G_{\text{с}}} = 2.$$

Одной из важных электрофизических проблем остается взаимодействие внешних магнитных полей с турбулентной дугой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Жуков, В. Я. Смоляков, Б. А. Урюков. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М., «Наука», 1973, с. 230.
2. М. Ф. Жуков, А. С. Коротеев, Б. А. Урюков. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск, «Наука», 1975, 297 с.
3. Л. И. Колонина, Б. А. Урюков. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1968, № 13, вып. 3, 23—27.
4. М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, М. И. Сазонов. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1973, № 3, вып. 1, 18—24.
5. М. Ф. Жуков. ТВТ, 1972, 10, № 6, 1295—1307.
6. В. П. Лукашов, Б. А. Поздняков. Тезисы докл. VI Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе, 1974, с. 78—81.
7. А. В. Пустогаров, Ю. В. Курочкин и др. Там же, с. 90—93.
8. Кинни, Сперроу. Теплопередача, 1964, № 1, 167—168.
9. В. Н. Ярыгин. ПМТФ, 1968, № 2, 72—76.
10. Андерсон, Эккерт. РТК, 1967, 5, № 4, 113—122.
11. В. В. Бербасов, Б. А. Урюков. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1974, № 3, вып. 1.
12. В. В. Бербасов. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1974, № 13, вып. 3.
13. А. Д. Лебедев. Канд. дис. Новосибирск, Институт теплофизики СО АН СССР, 1973.
14. А. С. Коротеев и др. Генераторы низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1969, с. 128.
15. П. Чжен. Отрывные течения. М., «Мир», 1972, ч. I, с. 299; 1973, ч. II, с. 279.
16. Л. Н. Барабашин и др. В сб.: Аэродинамика. Новосибирск, «Наука», 1973, с. 155—161.
17. Кралл, Сперроу. Тр. амер. общества инж.-мех. Русск. пер: Теплопередача, 1966, сер. С., 88, № 1.
18. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972, с. 344.
19. Махан, Кремерс. Теоретические основы инженерных расчетов, 1972, № 4, с. 122.
20. В. М. Ерошенко и др. В сб.: Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных сред. М., «Наука», 1972, с. 47—56.
21. В. М. Ерошенко, А. Л. Ермаков и др. Там же, с. 56—64.
22. М. Ф. Жуков, В. П. Лукашов и др. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1974, № 1, вып. 3, 8—13.
23. М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин и др. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1975, № 8, вып. 2.
24. Шепард. РТК, 1972, 10, № 2.
25. А. Б. Амбразевичус и др. Изв. Сиб. отд. АН СССР, сер. техн. наук, 1974, № 8, вып. 2, 27—32.
26. С. Е. Shepard. AIAA 6-th Aerodynamic — Testing Conference Albuquerque. New Mexico, March 10—12, 1971.
27. Пэйнтер, Эмсен. РТК, 1971, № 12, 5—8.
28. J. L. Sann. An experimental investigation of a vortex stabilized A. R. C. in an axial magnetic field. A. R. L. 73-0043, 1973.
29. M. F. Zhukov, Yu. J. Suhinin, A. J. Yankovsky. Eleventh International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, 1973, p. 226.
30. G. J. Ranque. Experiences sur la detente giratoire avec production simultanees d'un echappement d'air chad et d'air trod Journal de physique et le radium, Suppl., 1933, p. 112.
31. А. П. Меркулов. Вихревой эффект и его применение в технике. М., «Машиностроение», 1969.
32. М. А. Гольдштик и др. Теплоэнергетика, 1961, № 2.
33. Д. Н. Ляховский. В сб.: Вопросы аэродинамики в котельно-топочных процессах Госэнергоиздат, 1958.
34. Хардер, Канн. РТК, 1970, 132—140.
35. Кенон, Кейс. Тр. Амер. общества инж.-мех. Теплопередача, 1969, № 2, 127—132.
36. Б. П. Мионов. Исследование турбулентного пограничного слоя на проницаемой поверхности. Докт. дис. Новосибирск, Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1970.