

УДК 536.24.01

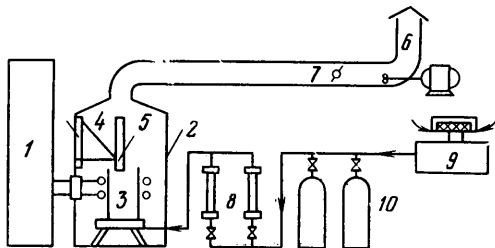
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА В ПЕРЕДНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ ТЕЛ, ОБТЕКАЕМЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Э. Б. ГЕОРГ, Ю. К. РУЛЕВ, М. И. ЯКУШИН

(Москва)

Представлены результаты измерений суммарного теплового потока в передней критической точке осесимметричных моделей, обтекаемых дозвуковым высокотемпературным потоком воздуха и азота на установке, в которой для подогрева газа использовался высокочастотный индукционный разряд [1]. Измерение тепловых потоков было выполнено на цилиндрических моделях, головная часть которых имела три формы: полусферу, полусферу с притупленным носком и плоский торец. В передней критической точке моделей устанавливался охлаждаемый водой датчик-калориметр, выполненный из различных материалов, что позволило оценить доли лучистой и конвективной составляющих в суммарном тепловом потоке и выяснить влияние материала датчика на измеряемый тепловой поток. Конвективная составляющая теплового потока сравнивалась с расчетной величиной, полученной из формулы Фэя и Ридделла. По измеренным тепловым потокам к двум формам моделей определялся эффективный радиус обтекания модели с плоской головной частью.

1. Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1, основными элементами ее являются: 1 — радиочастотный генератор; 2 — камера, отделяющая разрядный канал и рабочий участок 3 от окружающей атмосферы; 4 — двухкомпонентный координатник; 5 — исследуемая модель; 6 — вытяжная труба с центробежным вентилятором; 7 — регулирующая заслонка; 8 — набор расходомеров; 9 — винтовой воздушный компрессор; 10 — баллоны с чистыми сжатыми газами.

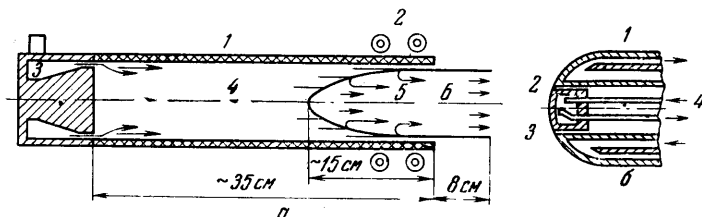


Фиг. 1

Установка обычно работала на воздухе от компрессора, создающего избыточное давление 0,25 атм. В тех случаях, когда использовались чистые газы, аргон и азот, система подключалась к баллонам. Двухкомпонентный координатник обеспечивал перемещение исследуемых моделей внутри струи в осевом и радиальном направлениях и позволял фиксировать положение моделей с точностью 1 мм. В качестве источника электрической энергии индукционного разряда применялся ламповый радиочастотный генератор, работающий на частоте 17 мГц. Максимальная потребляемая колебательная мощность 40 квт. На фиг. 2, а дана схема проточной части разрядного канала и рабочего участка. Здесь 1 — прямой цилиндрический канал диаметром 6,5 см, выполненный из кварца; 2 — двухвитковый соленоидальный индуктор с внутренним диаметром 8 см, изготовленный из медной трубки; 3 — форкамера; 4 — поток холодного газа; 5 — область разряда; 6 — рабочий участок. Форкамера, как видно из фиг. 2, а представляла

собой профилированную кольцевую полость, которая сопрягалась с прямым каналом посредством узкой кольцевой щели шириной 1.5 мм.

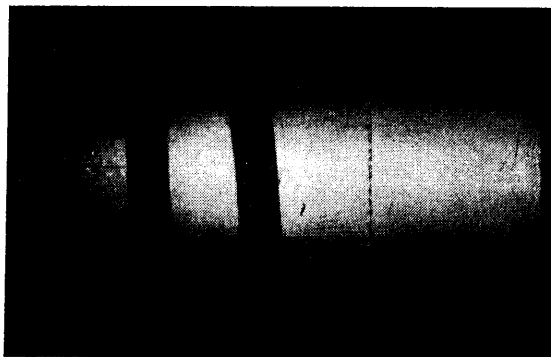
Подвод первичного газа осуществлялся тангенциально к внутренней поверхности кольцевой полости форкамеры, что позволило получить вращающийся поток. Изменяя ширину кольцевой щели и расход первичного газа, можно подобрать такую поступательную скорость спирального течения вдоль стенки, которая обеспечивала отжатие плазмы от стенки.



Фиг. 2

Диаметр разряда составлял 0.4—0.8 диаметра кварцевой трубки, причем основной поток газа протекал в пристеночном слое небольшой толщины (порядка 0.1 радиуса канала).

В зависимости от интенсивности закручивания первичного газа наблюдались три газодинамических режима существования разряда. Оптимальный режим — режим, при котором области разряда и рабочего участка за-



Фиг. 3

полнены горячим газом, разряд отжат от стенки и процесс существует неограниченное время. При слабом закручивании разряд прилипает к стенке, что приводит к термическому разрушению кварца; при сильном закручивании разряд втягивается вверх по потоку и наконец сдувается потоком холодного газа.

Результаты, приведенные в настоящем исследовании, получены при оптимальном газодинамическом режиме существования разряда. На фиг. 3 представлена фотография разряда. Особенность процесса состоит в том, что боковой фронт разряда наклонен к набегающему потоку так, что холодный газ втекает в «пламя» по нормали со скоростью 10 см/сек [2].

В работе [3] приведены экспериментальные результаты по исследованию спектрального состава, электронной концентрации и различных температур, измеренных по свечению возбужденных атомных линий кислорода, азота и по разветвленным системам молекулярных полос азота

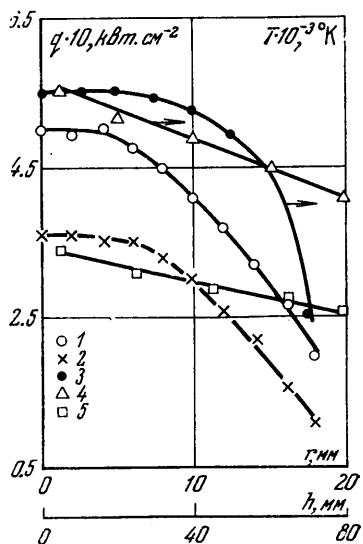
в широком спектральном интервале (0.22—0.96 мк). Температура газа на оси струи для начальной области течения в рабочем участке 8500°K , а электронная концентрация $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Анализ этого исследования показал полное отсутствие загрязнений и наличие локального термодинамического равновесия в потоке плазмы в области рабочего участка.

Известно, что механизм получения индукционной плазмы связан с существованием индуцированных импульсов напряжения, что может быть причиной появления пульсаций в плазме. Специально проведенные опыты показали, что интервал времени между импульсами напряжения ($t_1 \sim 10^{-8} \text{ сек}$) на несколько порядков меньше времени затухания плазмы ($t_2 \sim 10^{-1} \text{ сек}$). Скоростной киносъемкой проводилась регистрация яркости свечения плазмы. Обработка кинограмм на регистрирующем микрофотометре показала полное отсутствие ярких пульсаций, т. е. в условиях данного эксперимента пульсирующий характер плазмы не влияет на температурную и тепловую однородность потока.

Основные измерения были проделаны на воздухе для области течения, называемой рабочим участком *б* (фиг. 2, а), где наблюдается достаточно хорошая температурная пространственная однородность. Типичное радиальное распределение температуры, представленное на фиг. 4 кривой 3, показывает существование в центральной области протяженного ядра с постоянной температурой. Зависимость температуры на оси струи от расстояния вниз по потоку показана кривой 4 на фиг. 4. Наиболее характерной особенностью этой зависимости является незначительный температурный градиент $10^2 \text{ град} \cdot \text{см}^{-1}$ вдоль по потоку, указывающий на медленное затухание струи, что типично для ламинарного течения. Измерение полей скоростей дозвукового высокотемпературного потока представляет чрезвычайно сложную экспериментальную задачу.

Для измерений скорости газа применялся кинематический метод [4], заключающийся в регистрации с помощью киносъемки перемещения малого физического объема газа вдоль потока, который отличался от основного потока яркостью. Получение меток яркости достигалось модулированием высокочастотного тока, текущего в индукторе. Измеренная таким способом средняя скорость течения плазмы составляла $30 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$. Применяя уравнение неразрывности для двух поверхностей (боковая поверхность разряда и поперечное сечение начальной области рабочего участка) и используя значение нормальной скорости распространения разряда [2], была вычислена средняя скорость поступательного движения плазмы, которая совпала с экспериментальной величиной.

2. Главная цель экспериментальной программы заключалась в непосредственном измерении теплового потока в области рабочего участка струи. Неограниченное время существования рабочего процесса и отсутствие динамических и температурных пульсаций определили выбор метода. Был применен стационарный метод измерения теплового потока от струи плазмы с помощью металлического калориметра с постоянным расходом воды. Оптимальный расход охлаждающей воды выбирался из условия ми-



Фиг. 4

нимальных тепловых потерь измерительной системы путем специальной тарировки методом теплового баланса.

Исследование проводилось на цилиндрических моделях, показанных на (фиг. 5), имеющих три формы головных частей: 1 — полусферу, 2 — полусферу с приглушенной носовой частью и 3 — плоский торец. Датчик устанавливался в передней критической точке модели и его тепловоспринимающая поверхность составляла примерно 16% всей площади головной части модели.

Установка датчика в модель тщательно проверялась, так как неправильное положение может быть причиной ошибок в измерении теплового потока. Была проведена серия контрольных опытов, в которых положение поверхности датчика менялось относительно модели. В одних случаях датчик был несколько утоплен, в других выступал; это приводило к возникновению локальных застойных или вихревых зон, что влияло на теплообмен. Опыты показали, что максимальная погрешность, связанная с неточной установкой датчика, не превышает 3% измеряемой величины. Тепловой поток к датчику определялся из измерений расхода G , повышения температуры воды ΔT по формуле

$$(2.1) \quad q = C_p G \Delta T S^{-1}$$

где C_p — теплоемкость воды, а S — площадь тепловоспринимающей поверхности.

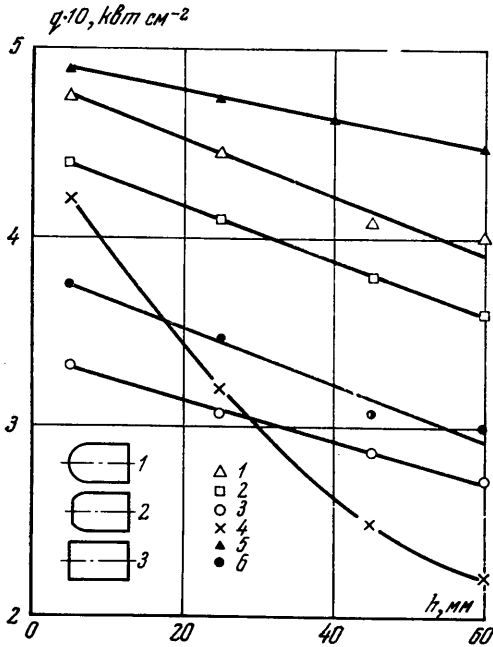
Для правильного нахождения теплового потока вводилась поправка на величину тепловых потерь измерительной системы, которая не превышала 1%.

Измеренный тепловой поток является средним по обдуваемой поверхности датчика. Известно [5], что локальный тепловой поток в передней критической точке модели типа 3 (фиг. 5) совпадает со значением, измеренным датчиком, а в случае формы 1 локальный тепловой поток изменяется вдоль обвода полусферического носка таким образом, что в передней критической точке величина потока q_0 выше измеренного датчиком. В этом случае q_0 , которое сравнивалось с теоретической величиной, отыскивалось из измеренного теплового потока \bar{q} по формуле

$$(2.2) \quad \frac{q_0}{\bar{q}} = S \left[\int_s \frac{q}{q_0} dS \right]^{-1}$$

Для нахождения локальных значений q/q_0 использовались данные работы [5]. Ошибки метода измерений теплового потока и аппаратурных погрешностей в сумме дают точность $\sim 10\%$.

Измерения проводились с помощью датчика-калориметра, установленного в водоохлаждаемой модели, схема которой показана на фиг. 2, б.



Фиг. 5

Здесь 1 — корпус модели, 2 — датчик-калориметр, 3 — теплоизолятор, 4 — водяные каналы. Модель была изготовлена из меди и диаметр ее цилиндрической части составлял 30 мм. Для моделей типа 1 и 2 (фиг. 5) радиус полусферы был равен радиусу цилиндрической части модели.

Датчики изготавливались из алюминия, меди, никеля, латуни с минимальным содержанием примесей и имели диаметр цилиндрической части, равный 12 мм. Поверхность датчиков полировалась до чистоты не ниже 10-го класса.

Часть датчиков из алюминия обрабатывалась двумя способами. Одна была покрыта тонким слоем шпинели (порядка 1 мк) для достижения высокой поглотительной способности, другая имела матовую поверхность. Шпинель, представляющая собой соединение NiCr_2O_4 , была нанесена плазменным напылением; матовую поверхность получали путем полировки грубой наждачной шкуркой. Теплоизолятором служила многослойная фторопластовая пленка, предохраняющая датчик от тепловых потерь через боковую поверхность.

Подвод и отвод теплоносителя между датчиком и индикатором температуры осуществлялись гибкой полиэтиленовой трубкой, по которой циркулировала вода под давлением 4 атм. Изменение температуры теплоносителя определялось прецизионными ртутными термометрами палочного типа с ценой деления 0.1°C , а расход измерялся поплавковым образцовым ротаметром типа РСП-3, обеспечивающим точность измерений не ниже 1%.

3. Перед опытами визуально проверялось состояние поверхностей датчиков. Поверхность датчиков из меди, алюминия и никеля была гладкой и блестящей, без видимых микронеоднородностей.

Известно, что алюминий имеет защитную пленку окислов толщиной ~ 0.1 мк, делающую его малоактивным. Ряд авторов отмечает [6-8], что полированная поверхность меди в условиях атмосферы воздуха покрывается пленкой окислов, однако ее толщина и защитные свойства значительно меньше, чем у алюминиевой. На гладкой поверхности никеля из-за высокой химической стойкости пленка окислов отсутствует. Поверхность, покрытая слоем шпинели, была шероховатой и имела темный цвет.

После введения моделей в поток имело место непрерывное изменение показаний индикатора температуры охлаждающей воды.

Время выхода измерительной системы на стационарный режим было одинаковым для датчиков из разных материалов и составляло ~ 1 мин. Результаты этих измерений приведены ниже.

$q_i, \text{квт} \cdot \text{см}^{-2}$	$t, \text{мин}$					
	0.5	1	1.5	2	2.5	3
q_1	0.36	0.37	0.38	0.38	0.38	0.38
q_2	0.32	0.33	0.34	0.34	0.34	0.34
q_3	0.27	0.29	0.30	0.30	0.30	0.30
q_4	0.34	0.36	0.36	0.37	0.37	0.37
q_5	0.3	0.32	0.32	0.33	0.33	0.33

Здесь тепловой поток к датчикам с разными поверхностями (1 — шпинель, 2 — полированный алюминий, 3 — медь, 4 — матовый алюминий, 5 — никель) представлен в зависимости от продолжительности испытаний. Эти данные показывают, что после первой минуты увеличение продолжительности испытаний не приводит к изменению теплового потока для всех примененных датчиков.

После испытаний поверхность меди и в меньшей степени никеля заметно тускнела, покрываясь налетом окислов. Вся поверхность полированного алюминия, никеля и местами меди была покрыта регулярной

сеткой мельчайших дефектов, внешне имевших сходство с эрозией. У датчиков, покрытых шпинелью, изменения состояния поверхности обнаружено не было.

Различие тепловых потоков к разным поверхностям может быть обусловлено эффектом каталитичности (т. е. способности захватывать атомы, достигшие поверхности) и отражательной способностью поверхности. Поэтому интересно проверить экспериментально, какой из этих механизмов дает основной вклад в измеряемый тепловой поток. Хотя в литературе нет надежных данных относительно каталитичности алюминия, никеля и шпинели, можно предположить, что она гораздо ниже, чем у меди, считающейся лучшим катализатором [9]. Во всяком случае это с уверенностью можно сказать относительно шпинели, представляющей собой окисное соединение.

Учитывая сказанное, можно было ожидать максимальный тепловой поток к медному датчику и минимальный к шпинели, однако эксперименты дали обратное. Это, а также характер зависимости теплового потока от времени и хорошая воспроизводимость результатов при повторных испытаниях позволили предположить, что в данных условиях эффект каталитичности отсутствует. Так как количество падающей лучистой энергии, поглощаемой датчиком, зависит от коэффициента отражения поверхности, различие в тепловых потоках к разным материалам можно объяснить существованием радиационного теплового потока.

Для определения величины вклада лучистой составляющей в суммарный тепловой поток необходимо знать коэффициент отражения материалов датчиков, поскольку датчик поглощает не все падающее на него излучение. Спектральные коэффициенты отражения были измерены на рефлектометрической приставке спектрофотометра MPS-50L. Результаты этих измерений даны ниже.

$R_i, \%$	$\lambda, \text{мк}$								
	0.4	0.6	0.8	1	1.2	1.4	1.6	1.8	
R_1	23	60	74	78	80	81	83	87	
R_2	28	40	42	45	47	49	52	53	
R_3	18	26	27	33	35	37	39	42	

Коэффициенты отражения R_1 — (меди), R_2 — (никеля), R_3 — (алюминия) представлены в зависимости от длины волны падающего света.

Отражательные свойства меди оказались неожиданно более высокими, чем алюминия, что противоречит справочным данным [9]. Причина расхождения состоит в разном способе обработки поверхности. Справочные данные относятся к металлическим пленкам, полученным вакуумным напылением.

Отсутствие влияния каталитичности на теплообмен и знание отражательных свойств датчиков позволили оценить конвективную и радиационную составляющие измеренного суммарного теплового потока, который может быть представлен следующим выражением:

$$(3.1) \quad q_{\Sigma} = q_c + \alpha q_r.$$

Здесь q_{Σ} — суммарный тепловой поток, q_c , q_r — конвективная и лучистая составляющие теплового потока соответственно, $\alpha = 1 - R$ — коэффициент излучения материала датчика. Как показывают расчеты, радиационная составляющая в данных условиях имеет порядок 100 вт/см^2 , что составляет 30% суммарного теплового потока.

На фиг. 4 приведены типичные полупрофили суммарного теплового потока к двум формам моделей: кривая 1 — к полусферическому носку,

кривая 2 — к плоскому торцу. Оба измерения проводились на алюминиевых датчиках для одного сечения рабочего участка, отстоящего от среза трубки на 5 мм вниз по потоку. Как следует из фиг. 4, для каждого профиля значения теплового потока вблизи оси струи приблизительно постоянны, что указывает на существование потенциального ядра.

Измерения профилей тепловых потоков показали, что они имеют характерный для ламинарного течения вид и в достаточной мере симметричны, что важно, когда об условиях в сечении судят по результатам измерений вдоль одного диаметра. Другой особенностью является незначительное затухание суммарного теплового потока вдоль оси струи (фиг. 4, кривая 5). Измерения выполнены на моделях с плоским торцом. Экспериментальная зависимость теплового потока (кривая 5) и температуры (кривая 4) вдоль оси струи свидетельствует о существовании в области рабочего участка ламинарного течения.

Результаты измерений суммарного потока вдоль оси струи к разным формам моделей показаны на фиг. 5. Кривые 1, 2, 3 относятся соответственно к измерениям, проведенным на моделях типа 1, 2, 3 (фиг. 5) на воздухе. Кривая 4 соответствует измерениям, проведенным на моделях типа 2 в потоке азотной плазмы. Сравнение кривых 2 и 4, полученных при всех прочих равных условиях, за исключением типа газа, показывает, что в начальном сечении рабочего участка тепловые потоки от воздушной и азотной плазмы примерно совпадают, а вниз по потоку тепловой поток азотной плазмы меняется более резко, уменьшаясь на высоте 60 мм в два раза. Это можно объяснить наличием у азотной струи, истекающей в затопленное воздушное пространство, крупномасштабной турбулентности.

4. Для правильной оценки экспериментальных данных по теплообмену и выбора модели теоретического расчета необходимо знать условия в пограничном слое. Из численных решений погранслоя с химическими реакциями для области критической точки в [10] выведены условия, при которых пограничный слой находится в равновесном, замороженном или промежуточном состоянии. Одним из критериев состояния пограничного слоя является параметр скорости рекомбинации c

$$(4.1) \quad c = 3 \cdot 10^{18} (P_s/R)^2 T_s^{-3.5} \beta^{-1}$$

Здесь P_s , T_s , β — давление, температура и градиент скорости в точке торможения соответственно, R — универсальная газовая постоянная. Индекс s относится к внешней границе пограничного слоя. Численный коэффициент в (4.1) определялся из [10].

В этой работе показано, что когда параметр c достигает 1, начинается эффект замораживания, однако сильное влияние замороженности на теплоотдачу проявляется при значениях $c \leq 10^{-4}$. Именно при этих значениях c начинают сказываться каталитические свойства поверхности. В рассматриваемом случае расчетное значение параметра скорости рекомбинации порядка 10^{-2} , что соответствует условиям промежуточного состояния пограничного слоя с незначительным отклонением от равновесия. Это отклонение было замечено в специальных экспериментах, в которых спектральным методом определялся химический состав газа поперек пограничного слоя в области передней критической точки. Для получения однородных условий по лучу наблюдения использовались плоские модели с цилиндрическим притуплением передней части.

На спектрограммах свечения пограничного слоя, на внутренней его границе у холодной стенки, наблюдалась незначительная концентрация атомов, что указывает на наличие замороженного течения. Это незначи-

тельное отклонение от равновесия, связанное с существованием области замороженного течения на внутренней границе пограничного слоя, настолько мало, что влияние каталитических свойств поверхности на изменение тепловых потоков экспериментально обнаружено не было, что еще раз подтверждает правильность проведенного анализа. С другой стороны, условия на внешней границе пограничного слоя с достаточной достоверностью считаются равновесными.

Поскольку свойства газа на внешней границе слоя оказывают большее влияние на теплообмен, чем свойства газа на внутренней [10], конвективный тепловой поток рассчитывался по тщательно отобранным данным переносных и термодинамических свойств горячего воздуха [11, 12] с помощью известного соотношения Фэя и Ридделла для случая равновесного ламинарного пограничного слоя

$$(4.2) \quad q = 0.94(\rho_w \mu_w)^{0.1} (\rho_s \mu_s)^{0.4} [1 + (\text{Le}^{0.52} - 1) h_D / h_s] (h_s - h_w) (\partial u / \partial s)_s^{0.5}$$

Здесь ρ , μ , h — плотность, вязкость и энтальпия газа, h_D — энтальпия диссоциации, определяемая по данным работы [13], $\partial u / \partial s$ — градиент скорости в точке торможения для модели типа 1 (фиг. 5) принимался для полутела Блазиуса [14], обтекаемого потенциальным потоком идеальной несжимаемой жидкости. Индекс w относится к условиям на внутренней границе пограничного слоя. Числа Льюса Le и Прандтля Pr определялись по данным работы [10] для условий на холодной стенке.

Сравнение измеренного конвективного теплового потока (кривая 6 на фиг. 5) с расчетной зависимостью (4.2) (кривая 5) показывает существенное различие, которое оказалось неожиданным. Так, многочисленные экспериментальные данные [6–8], полученные в различных условиях сверхзвуковых течений, имеют лучшее согласие с теорией, хотя в расчетах использовались одинаковые переносные и термодинамические свойства горячего воздуха. По-видимому, это расхождение связано с тем, что значение градиента скорости, рассчитанное для потенциального течения идеальной несжимаемой жидкости, не полностью соответствует условиям эксперимента. Разный наклон кривых 5 и 6 можно объяснить неопределенностью значения скорости по потоку, которое в расчетах принималось постоянным.

Так как обычно эксперименты проводятся на цилиндрических моделях с плоским торцем, а теоретические расчеты разработаны для полусферического носка, то для сравнительного анализа вводится понятие эффективного радиуса. Можно считать, что эффективный радиус R_{ef} носовой части плоской модели является радиусом такой сферы, которая имеет тот же градиент скорости в точке торможения, что и данное тело.

Бойсон и Кёртис [15] нашли значение эффективного радиуса цилиндрических моделей с различным радиусом кривизны в передней критической точке, помещенных в сверхзвуковой поток. Совсем не просто найти значение эффективного радиуса модели путем точного измерения градиента давления на поверхности, обтекаемой дозвуковым высокотемпературным потоком, если размер модели соизмерим со струей. Из-за указанных затруднений эффективный радиус определялся из экспериментальных данных по тепловому потоку с использованием соотношения [15]

$$(4.3) \quad \left(\frac{q_1}{q_2} \right)^2 \sim \frac{(\partial u / \partial s)_1}{(\partial u / \partial s)_2} \sim \frac{R}{R_{ef}}$$

Здесь R — радиус притупления сферической части модели. Индексы 1 и 2 обозначают плоский торец и полусферический носок соответственно. Таким образом, значение эффективного радиуса $R_{ef} = 2,5 R$, вычисленного

по соотношению (4.3), совпадает со значением R_{ef} , полученного в аналогичных условиях в работе [16], а также с величиной R_{ef} для сверхзвукового течения [8], где справедливы соотношения Бойсона и Кёртиса. Это подтвердило предположение, что связь между тепловым потоком и R_{ef} , которая использовалась в расчетах, с достаточной точностью справедлива и для дозвуковых течений.

Авторы благодарят Н. И. Нестерова за помощь в работе.

Поступила 16 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Якушин М. И. Получение высоких температур газа в безэлектродном высокочастотном разряде. (Обзор.) ПМТФ, 1969, № 3.
2. Райзер Ю. П. Высокочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения. ПМТФ, 1968, № 3.
3. Буевич Ю. А., Николаев В. М., Пластинин Ю. А., Сипачев Г. Ф., Якушин М. И. Оптические свойства плазмы безэлектродного разряда в воздушном потоке. ПМТФ, 1968, № 6.
4. Трохан А. М. Измерение скорости газовых потоков кинематическими способами. ПМТФ, 1962, № 2.
5. Кемп Н., Роуз П., Дерра Р. Ламинарный теплообмен тупых тел с потоком диссоциированного воздуха. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
6. Уинклер Е., Шелдал Р. Влияние состояния поверхности калориметра на измерения параметров теплообмена в потоках с электродуговым нагревом. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 4.
7. Карден В. Теплоотдача в неравновесно диссоциированном гиперзвуковом потоке при наличии каталитической реакции на стенке и эффектов второго порядка. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 10.
8. Поуп Р. Конвективный теплообмен в критической точке при замороженном течении в пограничном слое. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 4.
9. Кэй Дж., Лэби Т. Таблица физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.
10. Фэй Дж., Ридделл Ф. Теоретический анализ теплообмена в передней критической точке, омываемой диссоциированным воздухом. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
11. Предводителев А. С. Таблицы термодинамических функций воздуха для температур от 6000—12 000° К. М., ВЦ АН СССР, 1957.
12. Пэн Цзай-чен, Пиндрох. Уточненный расчет свойств воздуха при высоких температурах. Вопр. ракетн. техн., 1962, № 12.
13. Лиз Л. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
14. Коробкин, Грюневальд. Исследование местной теплоотдачи полусферы в сверхзвуковом ламинарном потоке воздуха при малых тепловых потоках. В сб. «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия». М., Изд-во иностр. лит., 1959.
15. Бойсон Д., Кертис Х. Экспериментальное исследование градиента скорости в точке торможения на затупленном теле. В сб. «Механика», 1960, № 1.
16. Мецгер Д., Энгель М., Диаконис Н. Окисление и сублимация графита в имитированных условиях входа в плотные слои атмосферы. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 3.