

6. Нессис Е.И. Кипение жидкости. М.: Наука, 1973.

7. Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969.

8. Macbeth R.V., Tranberth R., Wood R.V. // АЕЕВ-R-705, 1971.

НО ИВТ РАН

Поступила в редакцию
4.12.91

УДК 533.6.011.55:536.25

© 1992 г. Ю.В. Полежаев, И.В. Репин, Д.С. Михатулин

ТЕПЛООБМЕН В СВЕРХЗВУКОВОМ ГЕТЕРОГЕННОМ ПОТОКЕ

На основе обобщения большого числа экспериментальных данных построена физическая модель теплообмена тел в высокоскоростном и высокотемпературном гетерогенном потоке. Исследования охватили диапазон чисел Маха 2,6–4,2, чисел Рейнольдса, рассчитанных по диаметру модели и параметрам торможения, $0,4 - 5 \cdot 10^6$. Размеры и концентрации дисперсной примеси варьировались соответственно от 20 до 250 мкм и от 0 до 1%.

Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию теплообмена на поверхности тел, обтекаемых гетерогенным (запыленным) потоком [1–3], механизм этого процесса еще до конца не ясен. Остается открытым вопрос о влиянии размера и формы обтекаемого тела, размера и концентрации частиц, а также о влиянии давления заторможенного потока и других факторов, определяющих степень неравновесности гетерогенного потока. Последнее обстоятельство не учитывалось рядом исследователей, что приводило к большому разбросу экспериментальных данных и даже их противоречивости. Все перечисленные факторы стали предметом изучения в данной работе.

Испытательная установка, специально созданная для изучения теплообмена и эрозии тел в гетерогенных потоках, представляет собой высокотемпературную газодинамическую трубу, позволяющую разгонять несущую фазу до чисел Маха от 2,6 до 4,2. Полная энтальпия потока составляет 3700 кДж/кг, полное давление газа достигает 20 МПа. В дозвуковой части сопла размещалось устройство ввода частиц [4], соединенное с питателем. Плотность потока массы частиц G_p , достигающих сечения струи, в котором была установлена модель, определялась на основании измерения расхода порошка из питателя и профиля распределения частиц по сечению струи, полученного с помощью регистрационных пластин [5]. Скорость соударения частиц с поверхностью модели V_{pw} рассчитывалась с учетом скоростного запаздывания их на участке разгона (в сопле и свободной струе), а также с учетом торможения в сжатом за отошедшей ударной волной слое газа. В результате установлена немонотонная зависимость скорости соударения V_{pw} от диаметра частиц d_p , имеющая максимум, приблизительно соответствующий $d_p = 50$ мкм (рис. 1). Характер взаимодействия частиц с моделью зависит от формы, размера модели и расстояния модели от среза сопла l_0 . Форма модели определяет форму отошедшей ударной волны, а следовательно, особенности прохождения частицами сжатого слоя; расстояние от среза сопла — значения параметров на поверхности модели, что обусловлено изменением вдоль оси параметров недорасширенной струи. На расстоянии $l_0 = 50$ мм от среза сопла давление заторможенного потока на модели достигало 8,0 МПа, при $l_0 = 130$ мм давление падало до $P_0^i = 3,2$ МПа, а при $l_0 = 200$ мм $P_0^i = 1,2$ МПа. Чем больше l_0 , тем меньше различие в скорости несущей и дискретной фаз, тем слабее скоростная неравновесность гетерогенного потока.

Модели преград (обтекаемых тел) были выполнены из меди и представляли собой цилиндры диаметром 40 или 80 мм. Передний торец цилиндра имел плоское или полусферическое затупление, радиус которого составлял соответственно $R_N = 20$ или

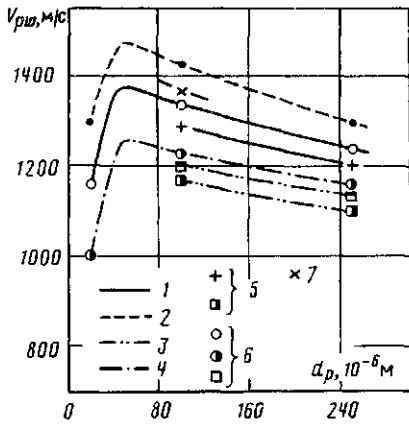


Рис. 1

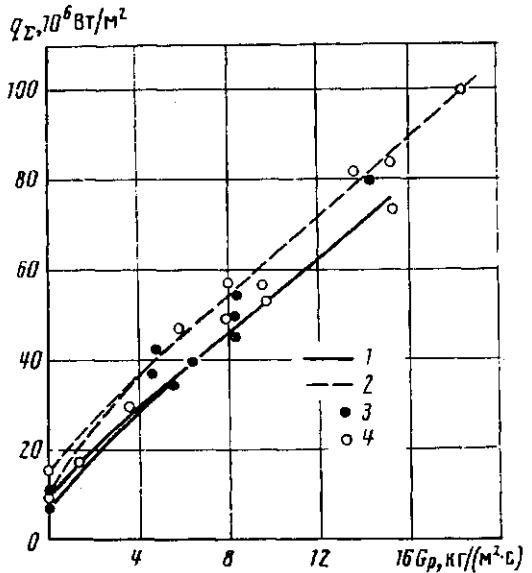


Рис. 2

Рис. 1. Скорость соударения частиц с поверхностью модели в критической точке: 1 – сфера $R_N = 40$ мм, 2 – сфера $R_N = 20$ мм, 3 – диск $R = 40$ мм, 4 – диск $R = 20$ мм, 5 – $l_0 = 50$ мм, 6 – 130, 7 – 200

Рис. 2. Изменение тепловых потоков в зависимости от плотности потока массы частиц размером $d_p = 100$ мкм; 1 – модель с плоским торцом, 2 – с полусферическим затуплением; 3 – радиус модели 40 мм, 4 – 20

$R_N = 40$ мм. Лобовая часть экспонируемой поверхности модели была оснащена тонкостенными медными калориметрическими датчиками, заделанными заподлицо и теплоизолированными изнутри. В калориметры, толщина стенок которых равна 1,5 мм, зачеканены хромель-копелевые термопары. Тепловой поток q_{Σ} определялся методом регулярного режима по скорости увеличения температуры после начала экспонирования в гетерогенном потоке

$$q_{\Sigma} = \rho c \delta \frac{dT}{dt}$$

где ρ и c – теплоемкость и плотность меди, δ – толщина стенки калориметра.

В экспериментах тепловой поток q_{Σ} можно считать состоящим из следующих слагаемых $q_{\Sigma} = q_0 + \Delta q + q_a$. Первое q_0 определяет интенсивность теплообмена в незапыленном потоке, т.е. при плотности потока массы частиц $G_p = 0$, но при той же температуре T_w и шероховатости поверхности, что и в гетерогенном потоке. Второе слагаемое Δq обусловлено влиянием дисперсной фазы (частиц) на интенсификацию теплообмена. Третье $q_a = a_k G_p V_{pw}^2 / 2$ характеризует переход части кинетической энергии частиц в тепло, где a_k – коэффициент аккомодации кинетической энергии частиц. В специально проведенных экспериментах [2] было установлено, что в тепловую энергию на поверхности преобразуется $\sim 70\%$ кинетической энергии частиц, т.е. коэффициент аккомодации равен 0,7. Не наблюдалось заметных изменений этой величины при варьировании скорости соударения частиц в диапазоне 900–2500 м/с, диаметра частиц 100–200 мкм, материалов частиц (SiC, MgO) и металлических моделей. Как видно из данных, представленных на рис. 2, с увеличением массового расхода частиц G_p от 0 до 20 кг/м²·с происходит увеличение теплового потока q_{Σ} . Возрастание конвективного теплообмена обусловлено изменением поля течения газа вблизи модели. В окрестности критической точки ламинарный режим течения постепенно сменяется перемежающимся, в котором каждая падающая или отскакивающая от поверхности частицы создают локальные области

турбулентности. При этом значительно усиливаются процессы переноса импульса и энергии поперек пограничного слоя и, как следствие, возрастает интенсивность теплообмена на стенке.

Можно предположить, что приращение теплового потока является функцией кинетической энергии частиц

$$\Delta q = q_{\Sigma} - q_0 - q_a = f(\rho_{\delta} V_p^3 w/2), \quad (1)$$

где ρ_{δ} — масса частиц, находящихся в единичном объеме пристенного слоя. В этом соотношении не учитывается различие температур частиц и поверхности обтекаемого тела, поскольку вклад в приращение теплового потока членов с теплоемкостью (типа $c_p(T_p - T_w)$) незначителен вследствие малости времени теплового контакта частиц с поверхностью. На моделях после испытаний не обнаружено никаких следов расплавленных или напыленных частиц корунда (Al_2O_3), который был использован в качестве дисперсной фазы.

Для идентификации параметров, определяющих процесс теплообмена в гетерогенном высокоскоростном потоке, рассмотрим физическую модель движения частиц внутри пограничного слоя. Толщина ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки может быть оценена по параметрам газа, сжатого за ударной волной: плотности ρ_2 , вязкости μ_2 и скорости на внешней границе пограничного слоя u_e

$$\delta = \frac{Ax}{\sqrt{Re_x}} = \frac{A}{\sqrt{\rho_2 \beta / \mu_2}}, \quad (2)$$

где $\beta = (du_e/dx)_{x=0}$ — градиент скорости потока на внешней границе пограничного слоя, A — безразмерный коэффициент, учитывающий сжимаемость и температурный фактор в потоке [6]. Применительно к условиям испытаний коэффициент A изменялся за счет числа Маха набегающего потока в диапазоне от 4,39 (при $l_0 = 50$ мм) до 5,68 (при $l_0 = 200$ мм). Скорость u_e в некоторой окрестности критической точки (вплоть до достижения скорости звука) практически линейно зависит от координаты x вдоль поверхности полусферического затупления [7], поэтому градиент скорости β может быть определен как отношение критического значения скорости звука a_* к радиусу сферы R_N

$$\beta = (du_e/dx)_{x=0} = a_*/R_N \varphi_N. \quad (3)$$

Коэффициент φ_N определяет угловую координату звуковой точки и для полусферического затупления может быть принят приблизительно равным $\varphi_N \approx 0,44$. Поскольку в случае сверхзвукового обтекания плоского торца звуковая точка находится на острой кромке, то в формуле для расчета градиента скорости β можно принять $\varphi_N \approx 1$.

Рассмотрим далее баланс массы частиц в пограничном слое в некоторой окрестности x в районе передней критической точки. По нормали к поверхности поступает поток массы частиц $G_p \pi x^2$, а по касательной к ней через пограничный слой выносится расход $\rho_{\delta} u_p (2\pi \delta x)$. Таким образом, плотность облака частиц в единице объема пограничного слоя определяется так:

$$\rho_{\delta} = G_p x / 2 u_p \delta \quad (4)$$

и обратно пропорциональна скорости растекания частиц u_p . Движение частиц, отскочивших от экспонируемой поверхности, по касательной к ней обусловлены силой аэродинамического сопротивления и описывается уравнением

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{u_p du_p}{dx} = C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_2 \frac{(u_e - u_p)^2}{2}, \quad (5)$$

где d_p и ρ_p — диаметр и плотность частицы, а C_D — коэффициент ее аэродинамического сопротивления, зависящий от числа Рейнольдса и числа Маха относительного движения. В силу инерционности частиц в малой окрестности критической точки $u_p \ll u_e$. Это

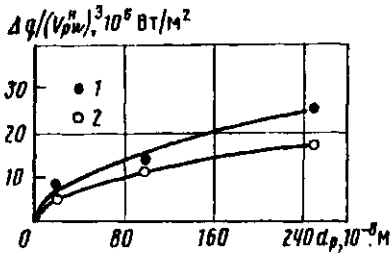


Рис. 3. Влияние размера частиц на величину плотности тепловых потоков при давлении торможения $P_0 = 3,2$ МПа и потоке массы частиц: $G_p = 6 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$; 1 — полусфера, 2 — плоский торец

позволяет получить аналитическое решение уравнения движения частицы

$$u_p = \sqrt{\frac{C_D \rho_2 x}{2 \rho_p d_p}} (\beta x). \quad (6)$$

Подставляя решение для u_p и зависимость для δ в уравнение (4), получим соотношение для плотности ρ_δ

$$\rho_\delta = \frac{G_p \sqrt{d_p} \sqrt{\varphi_N}}{A \sqrt{2} \sqrt{x/R_N}} \sqrt{\frac{\rho_p}{C_D \mu_2 a_*}}. \quad (7)$$

Соответственно приращение теплового потока $\Delta q = q_\Sigma \cdot q_0 \cdot q_a$, вызванное наличием инерционных частиц в пограничном слое, должно быть пропорционально следующему комплексу определяющих параметров:

$$\Delta q = f \left[\frac{G_p V_{pw}^3 \sqrt{d_p} \sqrt{\varphi_N}}{A \sqrt{x/R_N}} \sqrt{\frac{\rho_p}{C_D \mu_2 a_*}} \right]. \quad (8)$$

Ниже приводится сравнение теории с экспериментальными данными, полученными при испытаниях в высокоскоростных гетерогенных потоках моделей различной формы и размера в широком диапазоне расходов дисперсной примеси G_p , диаметров частиц d_p и давления заторможенного потока P_0' . Поскольку скорость соударения частиц с поверхностью модели V_{pw} могла изменяться в некоторых пределах в зависимости от размера и формы модели, а также ее положения l_0 относительно среза сопла (рис. 1), было принято решение пересчитать все полученные экспериментальные данные на некое "приведенное" значение скорости $V_{pw}^* = 1000 \text{ м/с}$: $V_{pw}^* = V_{pw} / V_{pw}^*$.

На рис. 2 приведена первичная информация по зависимости суммарного теплового потока q_Σ от расхода частиц G_p при одном диаметре частиц d_p . Отметим, что зависимости $q_\Sigma(G_p)$ имеют практически линейный характер как для полусферического, так и для плоского затупления и не зависят от размера модели R_N . На рис. 3 представлены приведенные к одной скорости V_{pw}^* приращения теплового потока $\Delta q = q_\Sigma - q_0 - q_a$ в виде функции от диаметра частиц d_p . Расход частиц здесь выдерживался почти на одном уровне $G_p \approx 6 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, что соответствует массовой концентрации примеси в набегающем потоке $z_p = G_p / \rho_\infty V_\infty \approx 4 \cdot 10^{-3}$. Расстояние моделей от среза сопла $l_0 = 130 \text{ мм}$ соответствовало давлению $P_0' = 3.2 \text{ МПа}$. Как на плоском, так и на полусферическом затуплении в критической точке модели теплообмен возрастал пропорционально корню квадратному из диаметра частиц d_p , что совпадает с формулой (8). Степень усиления теплообмена связана прежде всего с инерционностью частицы, способностью газа в пограничном слое уносить ее от точки контакта. Чем больше диаметр частиц, тем больше присоединенная к ним масса высокотемпературного газа проникает в пристенный слой, тем больше локальные объемы возмущенного течения.

Представляет интерес и распределение теплового потока вдоль экспонируемой поверхности модели. На рис. 4 и 5 даны распределения относительных тепловых потоков вдоль образующей полусферической модели. На рис. 4 масштабом было выбрано значение q_0 в критической точке при обтекании тела незапыленным потоком. Нижняя кривая четко обозначает наличие двух режимов течения в пограничном слое: ламинарного и турбулентного, причем максимум теплового потока в турбулентном слое приходит-

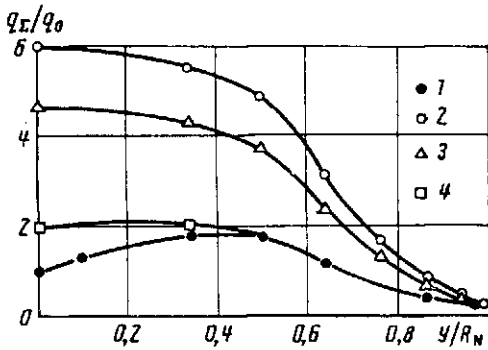


Рис. 4

Рис. 4. Сравнение распределения тепловых потоков на поверхности полусферы в незапыленном (1) и гетерогенном потоках с содержанием частиц $G_p = 10 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$ и различными диаметрами частиц; 2 - $d_p = 250 \text{ мкм}$, 3 - 100, 4 - 20; q_0 - тепловой поток в критической точке для незапыленного течения

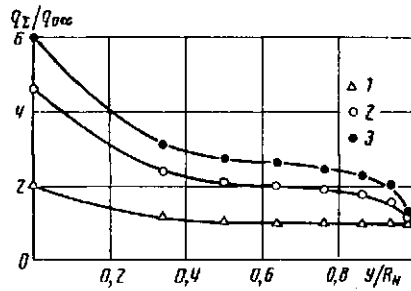


Рис. 5

Рис. 5. Интенсификация теплообмена в гетерогенном потоке ($G_p = 10 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, $z_p = 0,66\%$) по сравнению с незапыленным потоком: 1 - $d_p = 20 \text{ мкм}$, 2 - 100, 3 - 250; $q_{0\alpha}$ - локальные тепловые потоки

ся на звуковую точку, имеющую координату $y/R_N \approx 0,42$ ($\alpha \approx 25^\circ$). При натекании гетерогенного потока максимум теплообмена во всех случаях находится в критической точке.

На рис. 5 безразмерное отношение тепловых потоков получено при использовании в качестве масштаба локальных значений $q_{0\alpha}$ в тех же точках поверхности для обтекания незапыленным потоком. Видно, что при концентрации примеси всего 0,66% усиление теплообмена в критической точке составило 6 раз для крупных частиц с $d_p = 250 \text{ мкм}$. По мере продвижения вдоль образующей коэффициент усиления резко падает, что, кстати, согласуется с данными, полученными с помощью формулы (8) для $\rho_\delta = f(1/\sqrt{x})$. Рис. 5 позволяет указать границы применимости соотношения (8). Для мелких частиц ($d_p \leq 20 \text{ мкм}$) усиления теплового потока не происходит всюду по потоку ниже звуковой точки. Поэтому применимость изложенной выше модели усиления теплообмена при лобовом обтекании гетерогенным потоком ограничена диапазоном $y/R_N < 0,4$ и $d_p/R_N > 10^{-4}$. В турбулентном пограничном слое характер интенсификации теплообмена при наличии частиц имеет более стабильный характер, слабо изменяясь вдоль поверхности модели во всем диапазоне углов соударения от 25 до 80° .

Влияние размера и формы обтекаемого тела на интенсификацию теплообмена Δq , согласно экспериментальным данным, можно считать достаточно слабым (рис. 2). Так, увеличение радиуса сферы в 2 раза практически не отразилось на величине Δq (или q_Σ при $G_p > 10 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, что соответствует концентрации примеси $z_p = 0,66\%$). Более существенно проявляется влияние формы, но оно сводится к постоянному коэффициенту пропорциональности в зависимости q_Σ от G_p (рис. 2). Теоретическая модель связывает это влияние с различиями в градиенте скорости $\beta = (du_e/dx)_{x=0}$; на плоском торце β в 2,3 раза меньше, чем на полусфере, что снижает и вентиляционную способность течения газа в пограничном слое.

Единственный физический параметр, влияние которого не удалось объяснить с помощью аналитической формулы (8) - это давление торможения газового потока P'_0 . На рис. 6 представлены экспериментальные данные по приращению теплового потока $\Delta q = q_\Sigma - q_0 - q_a$ при обтекании полусферы с $R_N = 40 \text{ мм}$ гетерогенным потоком, размер частиц в котором составлял $d_p = 100 \text{ мкм}$. Изменение давления торможения P'_0 достигалось в испытаниях за счет перемещения модели вдоль оси потока на расстояние от 50 до 200 мм. Число Маха газового потока увеличивалось при этом с

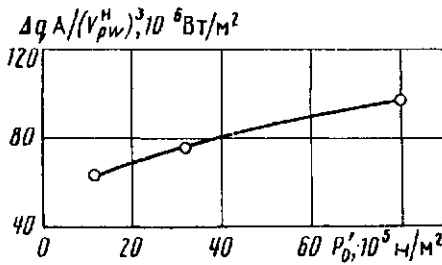


Рис. 6

Рис. 6. Влияние давления торможения гетерогенного потока ($G_p = 10 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, $d_p = 100 \text{ мкм}$) на тепловой поток в окрестности критической точки полусферической модели с радиусом закругления $R_N = 40 \text{ мм}$

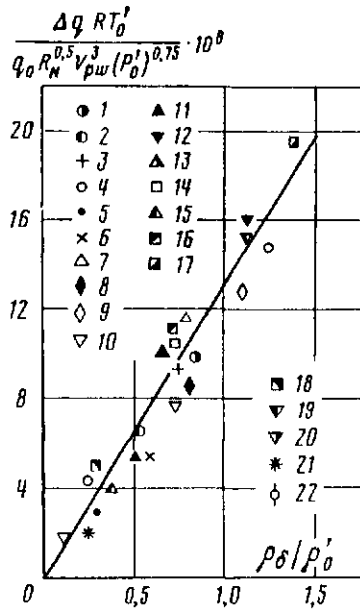


Рис. 7

Рис. 7. Обобщающая зависимость интенсификации теплообмена в гетерогенном потоке в окрестности критической точки моделей

2.6 до 4.2, а скорость соударения частиц с преградой — от 1288 до 1367 м/с. После внесения нормирующих поправок на скорость соударения ($V_{p_w}^H$) и число Маха (A) экспериментальные данные указали на зависимость Δq от P'_0 приблизительно как

$$\Delta p \sim (P'_0)^{0,25}. \quad (9)$$

Вероятно, можно объяснить несоответствие теории с экспериментом погрешностью определения скорости частиц u_p по уравнению (5), в правой части которого выступала величина аэродинамической силы. В действительности $(u_c - u_p) < u_c$, что соответственно уменьшит реальное значение u_p и увеличит ρ_δ по сравнению с аналитической зависимостью (7). Ясно также, что уровень погрешности (7) будет возрастать с ростом плотности газа или давления P'_0 за ударной волной. Однако, стремясь сохранить физическую прозрачность теоретических формул, авторы отказались от попытки усложнить процедуру решения уравнения (5). Поскольку давление в наших экспериментах варьировалось почти на порядок величины, можно считать, что эмпирическая поправка, учитывающая этот параметр, определена с достаточной точностью.

В заключение представим полученные результаты в виде обобщенной критериальной зависимости. Если определить число Стэнтона для гетерогенного потока $St_\Sigma = q_\Sigma / \rho_\infty V_\infty (I'_0 - I_w)$ и незапыленного потока $St_0 = q_0 / \rho_\infty V_\infty (I'_0 - I_w)$, то $q_\Sigma / q_0 = 1 + \Delta q / q_0 = St_\Sigma / St_0$. Теплообмен в критической точке полусферического закругления тела при обтекании его незапыленным сверхзвуковым потоком газа может быть определен по соотношению [8]

$$q_0 \sim \sqrt{\frac{P'_0}{R_N}} (I'_0 - I_w). \quad (10)$$

Учитывая (8) — (10) и переходя от абсолютной величины концентрации частиц ρ_δ к относительной $c = \rho_\delta / \rho_2$, усиление теплообмена в гетерогенном потоке в окрестно-

Обозначение	$P'_0 \cdot 10^{-5}$, Па	G_p , кг/(м ² · с)	Форма тела	$R_N \cdot 10^3$, м	V_{p_w} , м/с	$d_p \cdot 10^{-6}$ м
1	32	10	Сфера	40	1239	250
2	32	10	Сфера	40	1335	100
3	32	14	Сфера	40	1335	100
4	32	15	Сфера	40	1239	250
5	80	10	Сфера	40	1288	100
6	80	12,7	Сфера	40	1206	250
7	32	10	Сфера	20	1420	100
8	32	9,7	Сфера	20	1296	250
9	32	13,3	Сфера	20	1296	250
10	32	14	Сфера	20	1420	100
11	32	8,3	Диск	40	1200	100
12	32	9	Диск	40	1136	250
13	32	10	Диск	40	1200	100
14	32	5,8	Диск	40	1136	250
15	80	8,6	Диск	40	1170	100
16	32	9	Диск	20	1224	100
17	32	11,2	Диск	20	1160	250
18	32	3,6	Диск	20	1224	100
19	32	9	Диск	20	1160	250
20	32	2,8	Диск	20	1000	20
21	32	10,4	Сфера	20	1300	20
22	32	10,4	Сфера	40	1158	20

сти критической точки $x = R_N$ по отношению к теплообмену в незапыленном потоке составит

$$\frac{q_\Sigma - q_0 - q_a}{q_0} = \psi \frac{cV_{p_w}^3 \rho_2 \sqrt{R_N}}{(P'_0)^{0,25}},$$

$$c = \frac{z_{p_\infty} \sqrt{d_p} \sqrt{\varphi_N}}{A \sqrt{2} M_\infty} \sqrt{\frac{\rho_p a_*}{C_D \mu_2}},$$

$\mu_2 = \mu(T'_0)$, $a_* = a(T'_0)$, $z_{p_\infty} = G_p / \rho_\infty V_\infty$ — массовая концентрация примеси в потоке. На рис. 7 представлена сводка всех экспериментальных данных. Коэффициент пропорциональности $\psi = 13 \cdot 10^{-8}$. Режимы испытаний представлены в таблице. Все параметры имеют размерность в системе СИ.

Следует отметить, что приведенная в данной работе зависимость для расчета теплообмена в окрестности критической точки затупленного тела удовлетворительно согласуется с обнаруженными в эксперименте закономерностями и позволяет оценить величину теплового нагружения лобовых поверхностей при обтекании гетерогенными потоками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакум Б.И., Комарова Г.С. // ИФЖ. 1971. Т. 21, № 5. С. 811.
2. Fleener W.A., Watson R.H. // AIAA Paper. 1973. N 73-761.
3. Dunbar L.F., Courtney J.F., Mcmillen L.D. // AIAA Journal. 1975. V. 13. N 7. P. 908.
4. Полежаев Ю.В., Михатулин Д.С. Эрозия поверхностей в гетерогенных потоках. Препринт № 2-277. М.: ИВТАН, 1989. 67 с.
5. Богачев В.З., Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В. Методические основы проведения исследований в высокотемпературных гетерогенных потоках. Препринт № 2-331. М.: ИВТАН, 1991. 84 с.
6. Эккер Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. М.: Мир, 1961. 328 с.
7. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под ред. Р.К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975. 624 с.
8. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.