

Л. И. КУДРЯШЕВ, Г. М. ДЖАМГАРОВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ ТЕЛ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Известно, что при аэродинамическом нагреве обшивка летательного аппарата испытывает большие тепловые нагрузки. При этом наибольшая температура обшивки возникает в окрестности передней критической точки. При больших скоростях полета это может привести к разрушению поверхности обшивки летательного аппарата. Поэтому правильный расчет тепловых нагрузок, приходящихся на единицу поверхности обшивки л. а., с целью их уменьшения, имеет решающее значение при выборе его формы и конструкции.

Вопросам изучения теплообмена тел заостренной формы (пластина, конус, клин), а также тел, имеющих переднюю сферическую часть (конус, цилиндр), в сверхзвуковом ламинарном и турбулентном потоке газа посвящено большое количество работ [1]—[6].

Однако указанные работы приводят к сложным зависимостям, которые при практическом их использовании требуют определения дополнительных величин, в частности, размеров зон ламинарного и турбулентного обтекания после скачка уплотнения. Кроме того, в отличие от пластины или цилиндра с передней сферической частью, обтекание тел сферической формы имеет существенные особенности. Они состоят в том, что обтекание сферы сопровождается отрывом пограничного слоя в области миделевого сечения и образованием вихревой зоны в кормовой области.

Ввиду сложности процесса в настоящее время невозможно получить аналитическое решение задачи. Поэтому при рассмотрении задачи о температурном поле на поверхности тела сферической формы при кинетическом нагреве эти особенности должны быть учтены хотя бы в интегральном виде, причем они должны войти в

граничные условия 3-го рода через коэффициент теплообмена. При таком подходе к решению основным является определение среднеинтегральной величины коэффициента конвективного теплообмена.

Экспериментальное исследование нестационарного процесса кинетического нагрева сферы сопряжено с большими техническими трудностями, особенно при исследовании в трубах с закрытой ра-

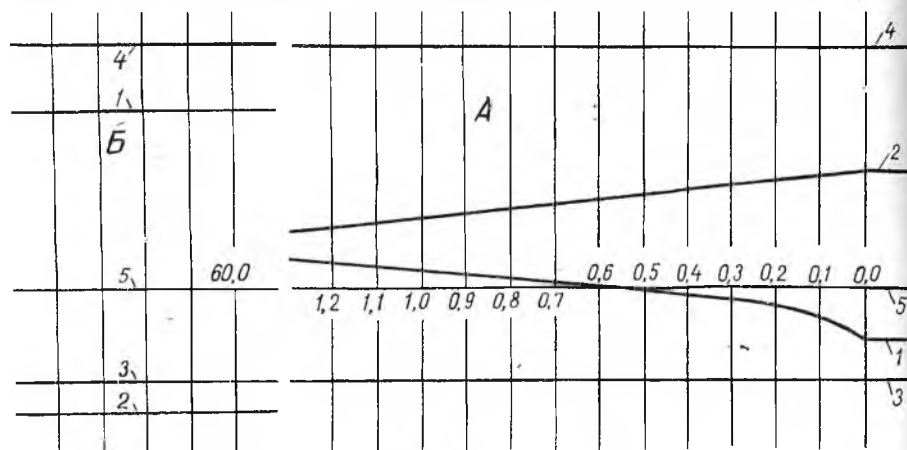


Рис. 1.

бочей частью. Сложность процесса охлаждения модели, измерения начальных температур перед вводом модели в поток, а также обработки экспериментальных данных вносит существенную погрешность в результаты опытов. С этой точки зрения данный вопрос также недостаточно изучен и является предметом дальнейших исследований.

Выбору методики экспериментального исследования нестационарного процесса кинетического нагрева поверхности острого конуса и оценке погрешностей измерения посвящена работа [7].

При выборе методики определения коэффициента теплообмена нами основное внимание было обращено на ее простоту при достаточной точности измерений основных величин.

Эксперименты проводились на тепловой газодинамической установке непрерывного действия, спроектированной и изготовленной в Куйбышевском авиационном институте при  $M_{\infty}=1,26 \div 3,0$  и температурах торможения  $T_0=325 \div 500^{\circ}\text{K}$ . Числа Рейнольдса (отнесенные к диаметру модели  $d$ ) составляли  $1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$ .

Схема газодинамической установки с описанием техники и методики эксперимента приведена в [9].

Запись температур в процессе опыта производилась на шлейфовом осциллографе типа К20—21. Начальные температуры измерялись потенциометром ПП-63, который одновременно служил для тарировки термомпар.

На рис. 1. показана часть осциллографной ленты, соответствующая началу (А) и концу (Б) процесса. Линия 1 соответствует температуре поверхности модели (сферы) в лобовой точке; 2—температуре центра модели; 3 — температуре внутренних стенок рабочей камеры на уровне модели; 4 — температуре торможения потока (в форкамере) и 5 — базовой.

Скорость протяжки ленты и выбранный масштаб времени позволяют с точностью до 0,01 сек определять начало процесса и момент выхода на тепловой регулярный режим.

По кривым (рис. 1) видно, что в конце процесса нагрева температуры поверхности  $T_w$  и центра модели  $T_u$  равны и по времени не изменяются. Это означает, что процесс нагрева полностью стабилизирован. Температура торможения  $T_0$  (линия 4) сохраняется постоянной от начала и до конца процесса.

Для определения коэффициента теплообмена наиболее подходящим был принят метод тепловой регулярности, подробно изложенный в [8]. В [10] даны теоретические предпосылки его применения к сверхзвуковому обтеканию сферических тел. Данный метод применим при условии малых значений критерия Био ( $Bi < 0,1$ ). В проведенных нами опытах критерий Био был в пределах  $0,017 \div 0,026$ .

Одним из основных вопросов исследуемой задачи был также выбор определяющей температуры. Важность его видна из того, что в [3, 5, 11] и многих других даны зависимости, которые говорят об отсутствии единого мнения по этому вопросу. Причем параметры, входящие в эти зависимости, не могут быть измерены в процессе опыта, а находятся расчетным путем. Эккертом [3] на основе анализа многих работ дана общая формула для определяющей температуры для всего диапазона изменения чисел  $M_\infty$  при сверхзвуковом обтекании плоских поверхностей, продольного обтекания цилиндров и клиньев при малой толщине пограничного слоя

$$T^* = T_s + 0,5(T_w - T_s) + 0,22(T_r - T_s), \quad (1)$$

где  $T^*$  — определяющая температура;  $T_s$  — статическая температура набегающего потока;  $T_r$  — температура восстановления, определяемая через коэффициент восстановления;

$$r^* = \frac{0,2c_p^*(T_r - T_s)}{v_s^2}, \quad (2)$$

$r^*$  — коэффициент восстановления, отнесенный к определяющей температуре по (1);  $v_s$  — скорость набегающего потока с температурой  $T_s$ ;  $c_p^*$  — удельная теплоемкость, отнесенная к определяющей температуре.

Параметры потока, входящие в (2), определяются расчетным путем.

Нами в [10] для тел сферической формы при сверхзвуковом обтекании было предложено видоизмененное уравнение Эккерта для определяющей температуры

$$T^* = T_0 + 0,5(\bar{T}_w - T_0) + 0,22(T_r - T_0), \quad (3)$$

все величины которого измеряются непосредственно в процессе эксперимента. ( $\bar{T}_w$  — среднелогарифмическая температура стенки модели в окрестности передней критической точки). За темпера-

Таблица 1

| $M_\infty$ | $T_0$ | $T_r$ | $Re^* \cdot 10^{-3}$ | $T^*$ | $T^*_{эк}$ |
|------------|-------|-------|----------------------|-------|------------|
| 1,30       | 436,0 | 423,0 | 123,79               | 420,7 | 388,0      |
| 1,41       | 399,0 | 386,5 | 113,7                | 381,3 | 350,5      |
| 1,50       | 403,0 | 388,6 | 144,9                | 383,0 | 347,2      |
| 1,684      | 340,0 | 322,5 | 160,12               | 323,7 | 290,7      |
| 1,776      | 389,0 | 372,2 | 153,8                | 369,3 | 328,0      |
| 1,856      | 360,0 | 342,7 | 189,1                | 343,5 | 303,5      |
| 2,085      | 496,0 | 468,0 | 120,0                | 458,0 | 394,2      |
| 2,17       | 338,2 | 322,3 | 169,8                | 323,4 | 272,5      |
| 2,41       | 408,0 | 384,0 | 149,1                | 381,0 | 318,5      |
| 2,537      | 374,0 | 349,3 | 147,1                | 354,0 | 295,0      |
| 2,788      | 432,3 | 403,3 | 130,8                | 398,0 | 324,0      |

туру восстановления  $T_r$  принималась температура в кошке процесса нагрева, измеряемая термомпарой, установленной в лобовой точке модели, когда отсутствовал переток тепла внутрь модели и устанавливался стационарный режим.

Из таблицы 1, полученной по результатам проведенных опытов, видно, что определяющая температура по уравнению (3) с точностью до 1—2,0% равна температуре восстановления для различных чисел  $M_\infty$  и  $T_0$ . Здесь же для сравнения даны величины определяющей температуры, вычисленные по уравнению (1). Из таблицы видно, что для определения коэффициента теплоотдачи при

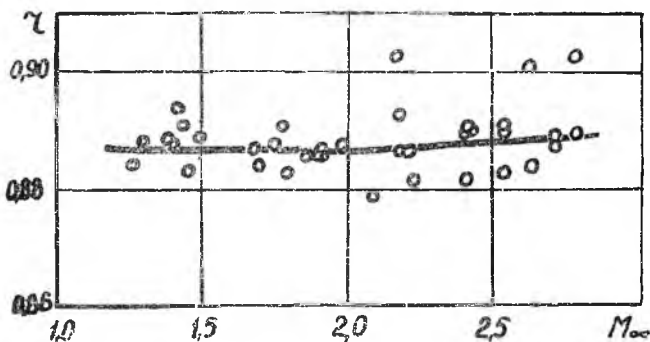


Рис. 2.

кINETическом нагреве сферических тел за определяющую температуру можно считать температуру восстановления, легко измеримую в процессе опыта.

Коэффициент восстановления  $r$  определяется из зависимости

$$\frac{T_r}{T_0} = 1 - \frac{\frac{k-1}{2} M_\infty^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2} (1-r). \quad (4)$$

На рис. 2 приведены результаты расчета коэффициентов восстановления для сферы в зависимости от числа  $M_\infty$  по (4).

Величины коэффициентов восстановления для сферы, вычисленные по (2), несколько меньше, чем по (4), ввиду того, что величина удельной теплоемкости  $c_p^*$  в (2), отнесенная к определяющей температуре (1), меньше, чем удельная теплоемкость  $c_p^*$ , отнесенная к определяющей температуре (3), что видно из таблицы.

В таблице 1 в столбце (6) показаны величины определяющей температуры по (1), а в столбце (5) — определяющей температуры по (3).

На рис. 3 дана зависимость  $r$  от числа  $Re^* = \frac{\rho^* v_\infty d}{\mu^*}$ ,

отнесенного к определяющей температуре  $T^*$  по (3),

откуда видно, что  $r$  от числа  $Re^*$  зависит слабо;  $v_\infty$  — скорость набегающего потока, м/сек;  $d$  — диаметр модели, м.

При расчетах все теплофизические параметры потока (вязкость, теплопроводность, плотность, теплоемкость) были отнесены к определяющей температуре по (3). Для вычисления вязкости и теплопроводности был принят степенной закон в виде

$$\mu^* = \mu_0 \left( \frac{T^*}{T_{273}} \right)^m; \quad \lambda^* = \lambda_0 \left( \frac{T^*}{T_{273}} \right)^n. \quad (5)$$

Для воздуха:  $m=0,683$ ,  $n=0,82$ ;

$\mu_0$  и  $\lambda_0$  — вязкость и теплопроводность воздуха при  $T_{273}=273^\circ\text{K}$ ;  
 $\mu_0=1,75 \cdot 10^{-6}$  н·сек/м<sup>2</sup>;  $\lambda_0=21 \cdot 10^{-3}$  вт/м·град.

Удельную теплоемкость воздуха  $c_p^*$  для опытных температур  $T^*=320-460^\circ\text{K}$  можно принять равной 0,241 дж/(кг·град).

Плотность  $\rho^*$  воздуха принимаем равной плотности набегающего потока с термодинамическими параметрами  $\rho_\infty$  и  $T^*$ , определяемой из уравнения состояния

$$\rho^* = \frac{P_\infty}{gRT^*}, \quad (6)$$

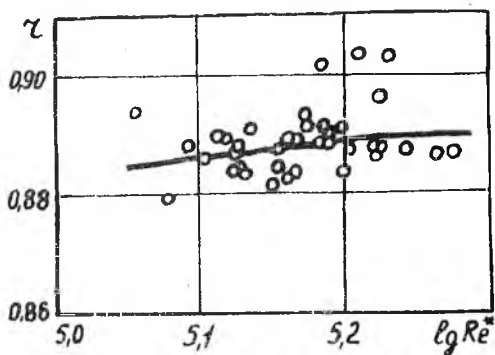


Рис. 3.

$p_{\infty}$  — статическое давление в рабочей части перед моделью, измеряемое в процессе опыта,  $g=9,81 \text{ м/сек}^2$ ,

$R=29,27 \text{ дж/(кгград)}$  — газовая постоянная.

Число Прандтля ( $Pr^* = \mu c_p^* g / \lambda^*$ ) также зависит от температуры и влияет на коэффициент восстановления. В [4] приведен график зависимости  $Pr$  от температуры. В наших опытах при  $T^* = 320-460^\circ\text{К}$   $Pr = 0,68 \div 0,70$ . Это хорошо согласуется с данными Ван-Драйста [4].

Для расчета коэффициента конвективного теплообмена, осложненного лучистым, если пренебречь внутренним градиентом температур, уравнение теплового баланса в безразмерном виде будет:

$$-\frac{1}{6} \frac{d\Theta_w}{dFo} = Bi_k I; \quad (7)$$

$$I = \Theta_w - Sk \left\{ \left( \frac{T_r - T_{w,0}}{T_r} \right)^4 \Theta_w^4 - 4 \left( \frac{T_r - T_{w,0}}{T_r} \right)^3 \Theta_w^3 + 6 \left( \frac{T_r - T_{w,0}}{T_r} \right)^2 \Theta_w^2 - 4 \left( \frac{T_r - T_{w,0}}{T_r} \right) \Theta_w + \left[ 1 - \left( \frac{T_{w,k}}{T_r} \right)^4 \right] \right\}. \quad (8)$$

В уравнениях (7) и (8):

$$Sk = \frac{c_n (T_r - T_{w,0})^3}{10^8 \alpha_k} \left( \frac{T_r}{T_r - T_{w,0}} \right)^4;$$

$Bi_k = \frac{\alpha_k d}{\lambda_M}$ ;  $Fo = \frac{a\tau}{d^2}$  — критерии Старка, Био и Фурье соответственно.

$$\Theta_w = \frac{T_r - T_w}{T_r - T_{w,0}}.$$

Здесь  $c_n$  — коэффициент излучения  $\text{вт/м}^2\text{К}^4$ ;  $\alpha_k$  — коэффициент теплоотдачи  $\text{вт/м}^2\text{град}$ ;  $\lambda_M$  — коэффициент теплопроводности меди  $\text{вт/мград}$ ;  $a$  — коэффициент температуропроводности тела  $\text{м}^2/\text{сек}$ ;  $\tau$  — время,  $\text{сек}$ ;  $T_{w,0}$ ,  $T_{w,k}$  — температуры поверхности модели в начале эксперимента и рабочей камеры соответственно.

Граничное условие 3-го рода для решения уравнения (7) запишем в виде

$$-\left( \frac{\partial \Theta_w}{\partial x} \right)_{x=1} = Bi_k I. \quad (9)$$

Решая уравнение (7) с граничными условиями (9) с использованием метода Трефтца, т. е. аппроксимируя правую часть уравнения (7), приходим к следующей зависимости:

$$Bi_k^* = Bi_k \cdot \overline{K} \quad (10)$$

$$\overline{K} = 1 - Sk \cdot f \left[ \frac{T_r - T_{w,0}}{T_r}; \frac{T_{w,k}}{T_r} \right] \quad (11)$$

$$Bi_k = \frac{1}{6} \frac{\ln \Theta_{w_1} - \ln \Theta_{w_2}}{Fo_2 - Fo_1} \quad (12)$$

$$f \left[ \frac{T_r - T_{w,o}}{T_r}; \frac{T_{w,k}}{T_r} \right] = \frac{1}{3} \left( \frac{T_r - T_{w,o}}{T_r} \right)^4 - \frac{8}{5} \left( \frac{T_r - T_{w,o}}{T_r} \right)^3 + \\ + 3 \left( \frac{T_r - T_{w,o}}{T_r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{T_r - T_{w,o}}{T_r} \right) + \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{T_{w,k}}{T_r} \right)^4 \right] \quad (13)$$

В уравнении (10)  $Bi'_k$  — критерий Био для сложного теплообмена, т. е. конвективного, осложненного лучистым.

Индексы 1 и 2 в (11) показывают величины безразмерной температуры и числа Фурье соответственно в начале и конце процесса нагрева.

В многочисленных опытах по результатам измерения температуры внутренней стенки рабочей камеры  $T_{w,h}$  было установлено, что разность температур на поверхности модели  $T_w$  и стенок рабочей части на уровне модели в начале опыта не превышала 30—40°C, а в конце процесса нагрева  $T_{w,h} \cong T_w$ . При этом величина коэффициента теплообмена за счет лучистого нагрева по сравнению с конвективным составляла не более 4%. Это позволило величину  $\bar{K}$  в (10) в пределах точности опытов считать близкой к единице.

При этих условиях

$$Bi'_k = Bi_k, \quad (14)$$

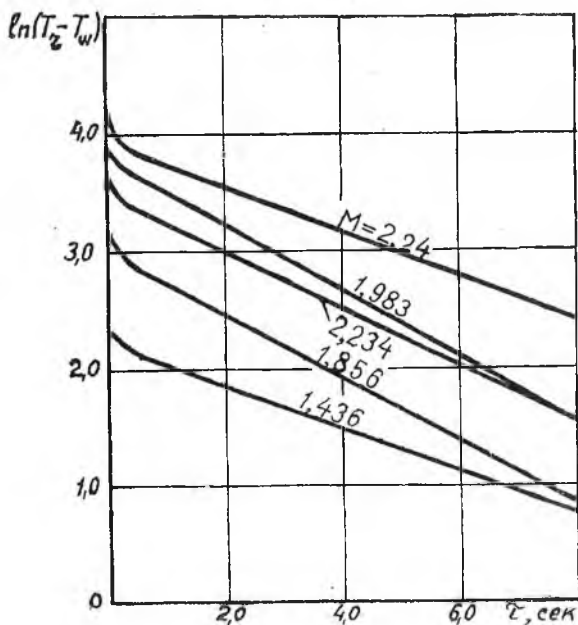


Рис. 4.

скорости набегающего потока, что хорошо согласуется с данными Ван-Драйста [4].

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. При аэродинамическом нагреве сферических тел сверхзвуковым потоком имеет место тепловой регуляторный режим, и коэффициент теплоотдачи можно вычислять по (11).

2. За определяющую температуру можно принимать температуру, определяемую по (3). При малых тепловых потоках (до  $100^\circ\text{C}$ ) за определяющую температуру можно считать температуру восстановления  $T_r$ .

3. Коэффициент теплоотдачи в исследуемой области изменения чисел  $Re^*$  и  $M_\infty$  не зависит от числа  $M_\infty$  и от температуры  $T_0$ .

4. Уравнение (16) может быть рекомендовано для расчета среднеинтегральной величины коэффициента теплоотдачи при сверхзвуковом обтекании сферических тел в интервале значений  $Re^* = 1 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^5$  и  $M_\infty = 1,26 \div 3,0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Анкудинов. Результаты расчета пограничного слоя на круговом цилиндре и сфере в сверхзвуковом потоке. Труды ЦАГИ, вып. 902, 1964.
2. Е. Е. Солодкин, В. А. Башкин. Об определении коэффициента теплопередачи. Труды ЦАГИ, вып. 836, 1961.
3. Е. Эккерт. Инженерные методы расчета ламинарного и турбулентного теплообмена и трения при обтекании поверхностей с постоянным давлением и температурой потоком газа большой скорости. «Вопросы ракетной техники», ИЛ, № 4, 1957.
4. Е. Р. Ван-Драйст. Проблема аэродинамического нагрева. «Вопросы ракетной техники», ИЛ, № 5, 1957.
5. И. Коробкин, К. Грюневальд. Исследование местной теплоотдачи полусферы в сверхзвуковом ламинарном потоке воздуха при малых тепловых потоках. Сб. «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия», ИЛ, М., 1959.
6. О. Н. Кастилин, Л. Н. Бронский. О нагреве передней части затупленного тела в сверхзвуковом потоке. Сб. «Физич. газодинамика, теплообмен и термодин. газов высоких температур». Изд. АН СССР, ЭИИИ, М., 1962.
7. Е. У. Репик, Ю. П. Соседко. Нестационарные методы измерения коэффициентов теплоотдачи. Труды ЦАГИ, вып. 1073, 1967.
8. Р. В. Кудрявцев и др. Нестационарный теплообмен. Изд. АН СССР, М., 1961.
9. Г. М. Джамгаров. Газодинамическая установка. Материалы научно-технической конференции КуАИ, 1970.
10. Л. И. Кудряшев, Г. М. Джамгаров, Н. Л. Меньших. К экспериментальному определению коэффициента конвективного теплообмена при обтекании сферы сверхзвуковым потоком. Материалы «Восьмой всесоюзной межвузовской конференции по вопросам испарения горения и газовой динамики дисперсных систем», г. Одесса, IX—1968.
11. С. И. Костерин, Ю. А. Кошмаров. Выбор определяющей температуры при расчетах конвективного теплообмена и трения в газодинамических условиях. ИФЖ, В, № 7, 1960.
12. Л. Г. Лойцянский, В. А. Шваб. Тепловая шкала турбулентности. Тр. ЦАГИ, вып. 239, 1935.
13. J. Kárgy, Transactions of the ASME 4, 75, 1953.