КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
Вопросы механики жидкостей и газов
ТРУДЫ. ВЫПУСК XXIV. 1966 г.

Л. И. КУДРЯШЕВ, А. Ф. БОЧКАРЕВ, Г. М. ДЖАМГАРОВ

НЕКОТОРЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОВОЙ РЕГУЛЯРНОСТИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Принятые обозначения

T_r — температура восстановления;
T_∞ — температура невозмущенного потока;
M — число Маха;
r — коэффициент восстановления температуры;
$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкостей;
G — вес газа;
$T_{o,w}$; $T_{w,\kappa}$; $T_{нач}$ — температура стенки рабочей части, модели и начальная температура модели;
F — поверхность теплообмена;
τ — время;
C_n — коэффициент излучения;
α — коэффициент теплопередачи;
$q_{w,\kappa}$ — удельный тепловой поток излучения;
a — коэффициент температуропроводности;
St — критерий Струхаля;
Bi — критерий Био;
Fo — критерий Фурье;
λ — коэффициент теплопроводности;
V — объем модели;
l — длина;
Nu — критерий Нуссельта;
β — коэффициент сложного теплообмена;
Θ_m — безразмерная температура.

Задача об обтекании тел сверхзвуковым потоком является одним из важнейших вопросов современной аэродинамики. Имеющиеся в настоящее время теоретические и экспериментальные работы в этом направлении противоречивы, а в силу этого нельзя установить единство взглядов на физический процесс, не говоря уже о практических расчетных соотношениях.

Кроме того, сама сложность методики экспериментальных исследований приводит к тому, что в процессе опыта моделируемая задача по своему смыслу значительно отличается от действительной.

В практическом отношении, в первую очередь, интересны задачи нестационарного теплообмена, поскольку в летательных аппаратах фактор времени в силу быстрой протекаемости процесса является основной физической характеристикой.

С этой точки зрения, например, расчетные уравнения Калихмана [2], [3], Козлова [4] и других, скорее всего характеризуют стационарные, или в крайнем случае стабилизированные процессы теплообмена, принципиально исключающие фактор нестационарности. Поэтому требуется строго экспериментально проверить или, все равно, оценить ошибку влияния нестационарности. Если она окажется несущественной, тогда имеющаяся методика расчета после экспериментальной проверки получит достаточное обоснование.

При выборе методики экспериментального исследования основное внимание обращено на ее предельную простоту при достаточной точности измерения основных величин. В этом отношении нам кажется, наиболее подходящим является применение метода тепловой регулярности.

Однако до настоящего времени не имеется исследований существования тепловой регулярности при обтекании тел сверхзвуковым потоком.

Это, очевидно, можно объяснить тем, что затруднен выбор определяющей температуры, относительно которой изучаемая тепловая задача будет регулярной.

Вопрос выбора этой определяющей температуры, относительно которой при обтекании сверхзвуковым потоком будет иметь место регулярный режим в теле, является центральным в исследуемой задаче.

Второй особенностью выполняемого исследования является то обстоятельство, что температурный режим обтекаемого тела изучается в условиях, приближающихся к тем, которые имеют место при полете летательных аппаратов.

Действительно, опыты намечено провести в условиях нагревания потоком летательного аппарата. Этот случай как раз и соответствует действительным условиям кинетического нагрева летательных аппаратов.

В программу включается также вопрос исследования теплообмена при нагревании летательных аппаратов воздухом нормальной температуры за счет торможения.

Наиболее сложной частью поставленной задачи является исследование сложного теплообмена, т. е. конвективного теплообмена, осложненного лучистым.

В отличие от работы Л. И. Кудряшева и Ю. И. Берзона [1], в которой исследовались вопросы сложного теплообмена при дозвуковом обтекании сферы, предлагается путь определения коэффициента сложного теплообмена на основе сопоставления решений уравнений сложного теплообмена, с действительно замеренной температурной кривой в зависимости от времени.

Ниже приводятся теоретические соображения, которые позволяют обосновать применение теории тепловой регулярности как к исследованию чисто конвективного, так и сложного теплообмена.

Сразу же отметим, что в процессе измерения температуры тела в сверхзвуковом потоке показания термопары на его поверхности будут соответствовать не статической температуре, а температуре торможения. За температуру окружающей среды следует принять температуру восстановления T_r, которая, как известно, определяется из выражения:

$$T_r = T_\infty \left(1 + \frac{k-1}{2} r M_\infty^2\right). \tag{1}$$

При данном числе M_∞ температура восстановления T_r может рассматриваться как постоянная величина.

При наличии сложного теплообмена дифференциальное уравнение теплового баланса, определяющее процесс кинетического нагрева тела при степени неравномерности температурного поля внутри обтекаемого тела близкой к единице, можно записать в следующем виде:

$$-C_p G d(T_r - T_{o,w}) = \left\{\alpha_к (T_r - T_{o,w}) - C_п \left[\left(\frac{T_{o,w}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{w,k}}{100}\right)^4\right]\right\} F d\tau \tag{2}$$

или

$$-C_p G d(T_r - T_{o,w}) = \left\{\alpha_к (T_r - T_{o,w}) + C_п \left[\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{o,w}}{100}\right)^4\right] - C_п \left[\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{w,k}}{100}\right)^4\right]\right\} F d\tau. \tag{3}$$

Обозначая

$$q_{w,k} = C_п \left[\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{w,k}}{100}\right)^4\right] \tag{4}$$

можно уравнение (3) привести к виду:

$$-C_p G d(T_r - T_{o,w}) = \alpha_к (T_r - T_{o,w}) \left\{1 + \frac{C_п \left[\left(\frac{T_r}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{o,w}}{100}\right)^4\right]}{\alpha_к (T_r - T_{o,w})} - \frac{q_{w,k}}{\alpha_к (T_r - T_{o,w})}\right\} F d\tau, \tag{5}$$

учитывая, что

$$T_r^4 - T_{o,w}^4 = [(T_r - T_{o,w}) + T_{o,w}]^4 - T_{o,w}^4 = (T_r - T_{o,w})^4 + 4(T_r - T_{o,w})^3 T_{o,w} + 6(T_r - T_{o,w})^2 T_{o,w}^2 + 4(T_r - T_{o,w}) T_{o,w}^3 + T_{o,w}^4$$

после элементарных преобразований, уравнение (5) приводим к следующему виду:

$$-d\Theta_m = Bi_к \Theta_m \left\{1 + St\left[\Theta_m^3 \left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^3 + 4\Theta_m^2 \left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^2 \frac{T_{o,w}}{T_{нач}} + 6\Theta_m \left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)\left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^2 + \left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^3\right] + \frac{q_{w,k}}{\alpha_к (T_r - T_{o,w})}\right\} dFo, \tag{6}$$

где

$$Bi_к = \frac{\alpha_к l}{\lambda}; \quad St = \frac{C_п T^3_{нач}}{10^8 \alpha_к}; \quad Fo = \frac{a\tau}{l^2};$$

$$l = \frac{V}{F}; \quad \Theta_m = \frac{T_r - T_{o,w}}{T_r - T_{нач}}.$$

Разделяя переменные в уравнении (6) и интегрируя, получим:

$$\int_1^{\Theta_m} \frac{d\Theta_m}{\Theta_m \left\{1 + St\left[\Theta^3_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^3 + 4\Theta^2_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^2 \frac{T_{o,w}}{T_{нач}} + 6\Theta_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)\left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^2 + \left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^3\right] + \frac{q_{w,k}}{\alpha_к(T_r - T_{o,w})}\right\}} = -Bi_к Fo \quad (7)$$

Непосредственное вычисление интеграла левой части выражения (7) представляет большие трудности. Однако использование электронно-вычислительной машины, в частности, машины „Урал-2", позволяет составить расчетные таблицы для различных значений чисел St, $\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}$, которыми можно пользоваться для непосредственных практических расчетов.

Представляет интерес и другой метод, в основу которого положен коэффициент β для сложного теплообмена, введенный Л. И. Кудряшевым и И. Ю. Берзоном [1].

Действительно, выражение (7) можно записать в виде:

$$\int_1^{\Theta_m} \frac{d\Theta_m}{\Theta_m} = -\beta Bi_к Fo,$$

где

$$\beta = \frac{\int_1^{\Theta_m} \frac{d\Theta_m}{\Theta_m}}{\int_1^{\Theta_m} \frac{d\Theta_m}{\Theta_m I}}. \quad (9)$$

здесь

$$I = \left\{1 + St\left[\Theta^3_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^3 + 4\Theta^2_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)^2 \frac{T_{o,w}}{T_{нач}} + 6\Theta_m\left(\frac{T_r - T_{нач}}{T_{нач}}\right)\left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^2 + \left(\frac{T_{o,w}}{T_{нач}}\right)^3\right] + \frac{q_{w,k}}{\alpha_к(T_r - T_{o,w})}\right\}. \quad (9')$$

Интеграл этого выражения имеет вид:

$$\Theta_m \exp(-\beta Bi_к Fo). \quad (10)$$

Если $\beta = 1$, то из уравнения (10) будем иметь для теоретического случая следующее выражение:

$$\Theta_{m_т} = \exp(-Bi_к Fo). \quad (11)$$

Составляя отношение логарифмов в выражениях (10) и (11), приходим в виду:

$$\beta = \frac{\ln \Theta_m}{\ln \Theta_{m_\text{г}}}. \qquad (12)$$

Коэффициент регулярности β в процессе опыта можно определить также из уравнения (10). Это дает:

$$\beta = \frac{\ln \Theta_m}{Bi_\text{к}\, Fo}. \qquad (13)$$

Знание коэффициента регулярности β позволяет найти коэффициент сложного теплообмена. Действительно, записывая уравнение (10) в виде:

$$\Theta_m = \exp\left(-\, Bi\, Fo\right) \qquad (14)$$

и сопоставляя с уравнением (10) для коэффициента сложного теплообмена приходим к следующему выражению:

$$Bi = \beta Bi_\text{к}. \qquad (15)$$

Уравнение (11) будет соответствовать действительным условиям протекания процесса теплообмена при чистой конвекции. Тогда, имея опытную температурную кривую, легко определить коэффициент конвективного теплообмена при обтекании тел сверхзвуковым потоком. На основании выражения (11) в этом случае будем иметь:

$$Bi_\text{к} = \frac{\ln \Theta_m}{Fo}. \qquad (16)$$

Коэффициент теплообмена, например, при обтекании тел сферической формы в дозвуковой области, исследован в значительной области изменения чисел Re экспериментально различными авторами [12], [13], [14]. При этом функциональную связь для числа Nu_0 можно записать в виде:

$$Nu_0 = Nu_0(Re), \qquad (17)$$

Если переписать выражение (15) в виде:

$$Nu = \beta Nu_0,$$

то, внося в (18) зависимость (17), можем записать:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \beta. \qquad (19)$$

Если же рассматривается только конвективный теплообмен в условиях сверхзвукового обтекания тел, то изложенная методика позволяет также оценить влияние сверхзвукового обтекания на коэффициент конвективного теплообмена.

Действительно, запишем уравнение (16) в виде:

$$Nu = \frac{\lambda}{\lambda_f} \frac{\ln \Theta_m}{Fo}. \qquad (20)$$

Сопоставление уравнений (20) и (17) позволяет определить влияние сверхзвукового обтекания тел на теплообмен по сравнению с задачей обтекания тел в условиях малых скоростей.

При обтекании тел произвольной формы, для которых теплообмен в условиях нестационарного потока слабо исследован, при помощи уравнений (12) или (13), или, в частном случае, посредством уравнения (16) определяется действительный коэффициент теплообмена в условиях сверхзвукового обтекания, но уже с автоматическим учетом в процессе измерений влияния формы обтекаемого тела.

Для $Bi_к$ или Nu по-прежнему принимается зависимость (17) для сферы.

ВЫВОДЫ

Выполненные исследования позволяют сделать следующее заключение:

1. Переход к температурам торможения и восстановления позволяет обосновать возможность применения теории тепловой регулярности к исследованию сложного и чисто конвективного теплообмена при обтекании сверхзвуковым потоком тел произвольной формы в условиях осесимметричного обтекания.

2. Если при моделировании реальных процессов рассмотреть тонкие тела, т. е. в том случае, когда степень неравномерности Ψ близка к единице, трудности, связанные с решением нестационарной задачи для обтекания тел произвольной формы, автоматически исключаются. Приняв за эталон коэффициент теплообмена при обтекании тел сферической формы в условиях несжимаемого потока, при сверхзвуковой обдувке тела сферической формы, можно легко установить влияние особенностей сверхзвукового обтекания и излучения при кинетическом нагреве. Вычисление коэффициента β по замерам температуры в процессе опытов при обтекании тел произвольной формы позволяет установить отличие теплообмена при сверхзвуковом обтекании сферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Кудряшев, Н. Ю. Берзон. К исследованию сложного теплообмена при теплофизических характеристиках и наличии лучистого теплообмена. Труды КуАИ, вып. XV, часть 2, Куйбышев, 1963.

2. Л. Е. Калихман. Теплообмен в окрестности передней критической точки в осесимметричном и плоском потоке. Известия АН СССР, ОТН, № 8, 1955.

3. Л. Е. Калихман. Теплопередача и сопротивление плоской пластины в потоке газа при больших скоростях. Прикладная математика и механика, т. 9, 1945.

4. Л. В. Козлов. Определение коэффициента теплопередачи методом регулярного режима с учетом утечек тепла внутрь модели. Известия АН СССР, ОТН, «Механика и машиностроение», № 6, 1961.