

УДК 533.6.011.5:536.24

© 2005 г. В. Я. БОРОВОЙ, И. В. ЕГОРОВ, А. С. СКУРАТОВ, И. В. СТРУМИНСКАЯ

ЛАМИНАРНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ОСТРЫХ И ЗАТУПЛЕННЫХ ПЛАСТИН В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования теплообмена острых и затупленных пластин в гиперзвуковом потоке воздуха. Эксперименты проведены в аэродинамической трубе типа Людвиг при гиперзвуковых числах Маха и числе Рейнольдса Re_r в диапазоне от $0.24 \cdot 10^6$ до $1.31 \cdot 10^6$. Радиус затупления r варьировался в диапазоне от 0.008 мм (практически острая пластина) до 4 мм (соответствующие значения числа Рейнольдса Re_r – от 15 до $4 \cdot 10^4$). Численное моделирование осуществлялось решением полных двумерных уравнений Навье – Стокса. Выполнена корреляция экспериментальных данных с помощью известных параметров вязкого гиперзвукового взаимодействия.

Ключевые слова: пластина, затупление, ламинарный пограничный слой, энтропийный слой, теплообмен, вязкое взаимодействие, эксперимент, численное моделирование, уравнения Навье – Стокса.

Данное исследование связано с проблемами создания воздухозаборников для перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов. Один из основных элементов плоского воздухозаборника – обечайка, которая схематически может быть представлена в виде плоской пластины. Обечайка подвергается в гиперзвуковом полете интенсивному нагреву. Он может многократно усиливаться из-за падения на обечайку скачка уплотнения. Для уменьшения температуры передней кромки она должна быть затупленной. Однако величина затупления ограничивается ее влиянием на аэродинамические характеристики воздухозаборника [1, 2].

В данной работе исследуется теплообмен на поверхности изолированной пластины, т.е. в отсутствие падающего скачка. Статья состоит из двух разделов: в первом разделе рассмотрено обтекание острой пластины, во втором – затупленной пластины. Изучается лишь континуальное течение: ближайшая к передней кромке точка измерения располагается на расстоянии не меньше 8 мм; минимальное число Рейнольдса Re_δ , рассчитанное по толщине пограничного слоя δ в этой точке, равно приблизительно 100, а число Кнудсена $Kn \ll 1$.

При обтекании заостренного тонкого тела гиперзвуковым потоком внешнее (невязкое) течение существенно изменяется из-за нарастания пограничного слоя вдоль тела. Проблема гиперзвукового вязкого взаимодействия интенсивно изучалась в 50–60-е годы прошлого столетия [3–5] и позднее [6, 7]. Было установлено, что при сильном взаимодействии (при больших значениях параметра вязкого взаимодействия $\chi \gg 1$) значительно увеличиваются как давление на поверхности пластины, так и коэффициент теплоотдачи. При слабом взаимодействии ($\chi \leq 1$) возрастает лишь давление, в то время как коэффициент теплоотдачи не изменяется с точностью до величин, не учитываемых теорией. Экспериментальные исследования теплообмена проведены главным образом в условиях, соответствующих сильному взаимодействию, и были получены результаты, согласующиеся с теорией. Для условий слабого взаимодействия число экспериментальных данных по теплообмену ограничено.

Цель данной работы – дальнейшее исследование слабого, а также умеренного гиперзвукового взаимодействия при обтекании острой пластины. Экспериментальное и численное моделирование показывают, что такое взаимодействие также вызывает существенное для практики усиление теплообмена.

Гиперзвуковое обтекание слабо затупленных тел изучалось сначала в рамках теории невязкого газа на основе аналогии с сильным взрывом [8]. За затуплением на пластине образуется протяженная зона повышенного давления. Согласно этой теории, по мере приближения к поверхности тела температура газа повышается, а плотность газа при $M \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Теория гиперзвукового обтекания слабо затупленной пластины вязким газом разработана в [9]. Рассматривались течения, в которых высокоэнтропийный слой, создаваемый почти прямым скачком уплотнения перед затуплением, не сливается с внешним течением, прошедшим через более слабую ударную волну. Найден безразмерный параметр подобия, связывающий влияние на давление и теплообмен величины затупления пластины, чисел Маха и Рейнольдса. В [9] представлены также результаты экспериментов, проведенных в воздухе при числах $M = 12$ и Re_L от $0.6 \cdot 10^5$ до $0.6 \cdot 10^6$, согласующихся с теоретическими результатами. В [5] приведены экспериментальные данные, полученные главным образом в гелии для чисел Маха до 41.4.

В данной работе исследование влияния затупления пластины на теплообмен продолжено в практически интересную область меньших значений числа Маха и больших значений числа Рейнольдса. Экспериментальные и численные результаты показывают, что и в этой области газодинамических параметров потока затупление пластины оказывает существенное влияние на ламинарный теплообмен.

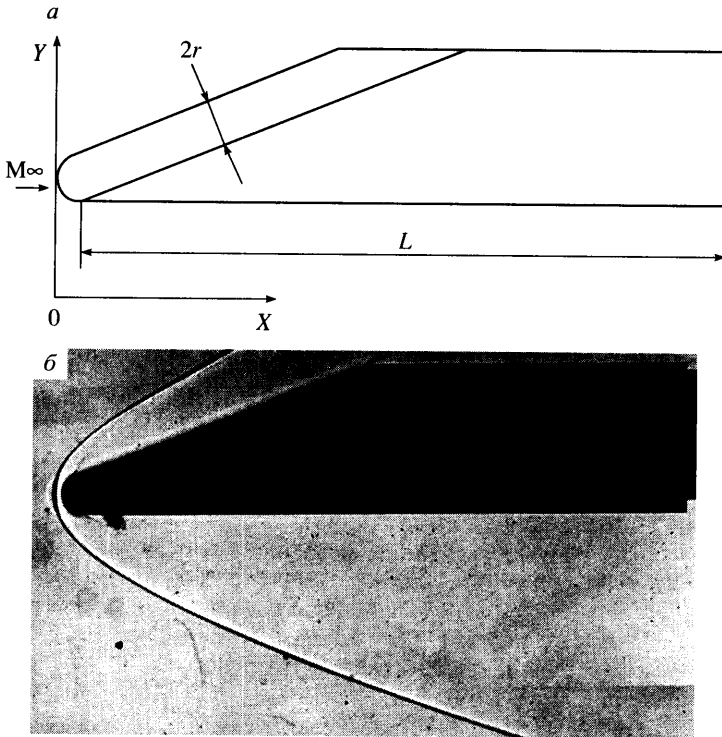
1. Аэродинамическая труба и модель. Экспериментальное исследование проводилось на установке УТ-1М ЦАГИ. Она представляет собой аэродинамическую трубу кратковременного действия, работающую по схеме трубы Людвига. Рабочий газ (воздух) заключен в канал с внутренним диаметром 0.07 м и длиной 6 м. Электрический подогреватель, охватывающий канал снаружи, нагревает газ до заданной температуры. В конце канала последовательно размещаются диафрагмы, профилированное сопло, рабочая часть диаметром 0.5 м и выхлопная система. Использовались профилированные сопла с диаметром выходного сечения 0.5 м (при $M = 6, 8$ и 10). Продолжительность стационарного течения газа в рабочей части до 40 мс. Газ может быть нагрет в канале до 800 К, а максимальное давление газа, заполняющего канал – 200 бар (в проведенных экспериментах до 40 бар). Полное давление P_0 и температура торможения T_0 газа несколько ниже соответствующих величин в канале. Параметры потока, при которых проводилось исследование, представлены ниже

M	6	8	10
T_0, K	680	750	775
$P_0, \text{бар}$	7.8–22.7	9, 35	36
$Re_L \cdot 10^{-6}$	0.45–1.32	0.22; 0.89	0.52
$r, \text{мм}$	0.008; 1; 2; 4	0.008; 4	0.008; 4

При числе $M = 10$ и указанных в таблице параметрах P_0, T_0 воздух находился в рабочей части в условиях устойчивого переохлаждения (на 7°), т.е. конденсация воздуха не происходила. Это подтверждается приведенными ниже результатами исследования теплообмена.

Температура поверхности модели во время эксперимента изменялась незначительно и оставалась близкой к начальной температуре: $T_w = 283\text{--}291$ К. Таким образом, температурный фактор $t_w = T_w/T_0$ был равен приблизительно 0.42; 0.39 и 0.37 при $M = 6; 8$ и 10 .

Передняя часть модели имеет форму несимметричного клина (фиг. 1, а): плоская нижняя поверхность, на которой проводятся измерения, параллельна направлению не-



Фиг. 1. Схема модели и теньевая фотография модели при $M = 8$ и $Re_L = 0.83 \cdot 10^6$, $r = 4$ мм

возмущенного потока, верхняя поверхность клина наклонена к потоку под углом 20° . Для изменения радиуса затупления передней кромки на модели устанавливалась накладка. Длина модели без накладок 120 мм, ширина – 150 мм. Использовались накладки радиусом $r = 1, 2$ и 4 мм, генерировавшие головную ударную волну (фиг. 1, б). Передняя кромка модели без накладки практически острая: измерения показали, что радиус затупления не превышает 0.008 мм.

Под действием перепада давлений воздух перетекает с наклонной поверхности клина на нижнюю, параллельную невозмущенному потоку. Однако благодаря достаточно большой относительной ширине клина влияние этого перетекания на течение воздуха в плоскости симметрии, где проводились измерения, было небольшим. Это следует из того, что при минимальном числе $M = 6$ слабые возмущения распространяются под углом 9.6° , а скачки уплотнения, соответствующие клину, наклоненному на 20° – под углом около 30° . При ширине модели 150 мм и длине лишь 120 мм скачки не достигают плоскости симметрии нижней поверхности модели вблизи ее задней кромки. Еще меньше вероятность попадания возмущений с верхней поверхности на нижнюю при больших числах Маха. Отсутствие заметного влияния верхней поверхности на теплообмен вблизи плоскости симметрии нижней поверхности подтверждается приведенным ниже сопоставлением результатов измерений теплового потока с результатами расчета по теории пограничного слоя при $M = 6$.

Модель изготовлена из нержавеющей стали. К ее нижней поверхности вблизи линии симметрии приварена заподлицо полоса фольги толщиной 0.1 и шириной 11 мм, изготовленная из нихрома (никель-хромового сплава). С внутренней стороны к фольге приварены копелевые провода диаметром 0.1 мм. Вблизи места приварки провода

раскатаны до толщины 0.03–0.04 мм. Таким образом, в местах приварки образовались термопары типа “нихром-копель”. Ближайшая к передней острой кромке термопара находится на расстоянии $X = 8$ мм от острой передней кромки. На участке $X = 8–38$ мм термопары располагаются с интервалом 1 мм, а на участке $X = 38–114$ мм – с интервалом 2 мм. Всего было установлено 69 термопар. При наличии затупления удаление первой и всех последующих термопар от лобовой поверхности передней кромки увеличивается на величину r .

При обработке экспериментальных данных электрический сигнал, записанный в интервале времени τ от 5 до 35 мс, сглаживался. Затем вычислялось среднее значение производной от температуры по времени dT/dt . Для определения теплового потока q использовалась простейшая формула, не учитывающая продольное перетекание тепла по фольге, что приемлемо при малых значениях времени τ : $q = \rho c \delta dT/dt$.

Здесь ρ – плотность материала фольги, c – его теплоемкость, δ – толщина фольги. Практически при определении теплового потока использовался калибровочный коэффициент m , пропорциональный комплексу $\rho c \delta$ и суммарно учитывающий как эффективную толщину тонкой стенки с приваренной термопарой, так и зависимость термоЭДС термопары от температуры. Значения коэффициента m для ряда термопар были определены на импульсной градуировочной установке ЦАГИ путем измерения реакции датчиков на воздействие известного теплового потока. Различие между значениями калибровочного коэффициента для разных датчиков оказалось небольшим (в пределах $\pm 3\%$). Поэтому для всех датчиков использовалось одинаковое значение этого коэффициента.

Для оценки случайных погрешностей измерения теплового потока проводились многократные повторные эксперименты при номинально одинаковых условиях. Отклонения показаний одного и того же датчика как правило не превышают $\pm 2\%$. Однако в некоторых случаях они были существенно больше. Среднеквадратичная величина случайной погрешности, включающая в себя влияние нестабильности режима работы аэродинамической трубы, составляет около 3%. Систематическую погрешность можно оценить путем сравнения экспериментальных данных с результатами расчета пограничного слоя при минимальном числе Маха и максимальном числе Рейнольдса, когда влиянием вязкого взаимодействия можно пренебречь. Систематическая погрешность составляла в среднем около 6%.

Результаты измерения теплового потока использовались для вычисления числа Стантона $St = q/[\rho_{\infty} u_{\infty} c_p (T_0 - T_w)]$. Здесь ρ_{∞} и u_{∞} – плотность и скорость газа в невозмущенном потоке, c_p – его теплоемкость при постоянном давлении.

2. Численное моделирование ламинарного течения. Ламинарное течение вязкого газа описывается системой уравнений Навье – Стокса. Методика численного анализа нестационарных двухмерных уравнений Навье – Стокса применительно к сверхзвуковым течениям совершенного газа была разработана в [10–12].

Для численного моделирования определяющая система уравнений в безразмерном виде записывается в ортогональной криволинейной системе координат ξ, η . Затем она преобразуется к системе алгебраических разностных уравнений с помощью интегроинтерполяционного метода. При этом конвективные потоки аппроксимируются монотонной схемой второго порядка точности, а диффузионные составляющие вектора потока – схемой типа центральных разностей второго порядка точности. Система нелинейных разностных уравнений решается модифицированным методом Ньютона с формированием матрицы Якоби при помощи конечных приращений вектора невязки по вектору искомым сеточных переменных. Более полное описание методики численного анализа приведено в [10–12].

При формировании сеточной области учитывалось наличие или отсутствие затупления пластины: в случае затупленной пластины эта область охватывала обтекаемое тело не только снизу, но и сверху; в случае же острой пластины – она располагалась

только снизу, что допустимо, поскольку взаимодействие верхней и нижней поверхностей при этом отсутствует.

3. Теплообмен острой пластины. Результаты эксперимента представлены в безразмерной форме по длине пластины, где текущая координата X отнесена к длине пластины $L = 120$ мм ($x = X/L$). Число Рейнольдса Re_L рассчитано по параметрам невозмущенного потока и длине пластины L . Число Рейнольдса Re_r , определенное по радиусу затупления острой пластины, изменялось от 80 до 15 при $M = 6-8$, а ближайший к передней кромке датчик теплового потока располагался на расстоянии $X = 8$ мм, т.е. $10^3 r$ от кромки. Эксперименты показали [9], что при столь малых значениях Re_r влиянием затупления на поле течения газа можно пренебречь.

При числе $M = 6$ экспериментальные величины числа Стантона близки к расчетным значениям для ламинарного пограничного слоя без учета вязкого взаимодействия [13] (для сравнения с экспериментом в результате [13] внесена поправка, учитывающая отличие температуры торможения T_0 от температуры теплоизолированной поверхности T_r). Результаты численного решения уравнений Навье – Стокса (кривая 2 на фиг. 2) также близки к экспериментальным данным. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных при $M = 6$ указывает, с одной стороны, на слабое влияние вязкого взаимодействия на течение газа и теплообмен при $Re_L \geq 0.45 \cdot 10^6$, а с другой – на удовлетворительную точность измерений теплового потока.

Аналогичное сопоставление при числах $M = 8$ и 10 представлено на фиг. 3. В этом случае экспериментальные значения числа Стантона существенно больше величин, рассчитанных без учета вязкого взаимодействия, причем расхождение возрастает при увеличении числа M , уменьшении как числа Re_L , так и Re_x (т.е. при приближении к передней кромке пластины). Так, при $M = 10$ расхождение в точке $x = 0.1$ составляет около 50%, а в точке $x = 0.9$ оно падает до 20%.

Теория слабого взаимодействия разработана для значений параметра $\chi \leq 1$. Однако она удовлетворительно описывает экспериментальное распределение давления газа и при $\chi \leq 4$. Для пластины, обтекаемой под нулевым углом атаки, параметр вязкого взаимодействия определен как

$$\chi = M_\infty^3 \sqrt{\frac{C_\infty^*}{Re_\infty}}, \quad C_\infty^* = \frac{\mu_m T_\infty}{\mu_\infty T_m}$$

Здесь T_∞ и T_m – температура в невозмущенном потоке и средняя температура газа в пограничном слое, а μ_∞ и μ_m – вязкости газа при соответствующих температурах (при вычислении вязкости воздуха использовалось уравнение Сезерленда). В [3] приведены соотношения, описывающие повышение давления на поверхности острого тела, вызванное слабым взаимодействием. Для пластины при $\alpha = 0$ эти соотношения принимают вид

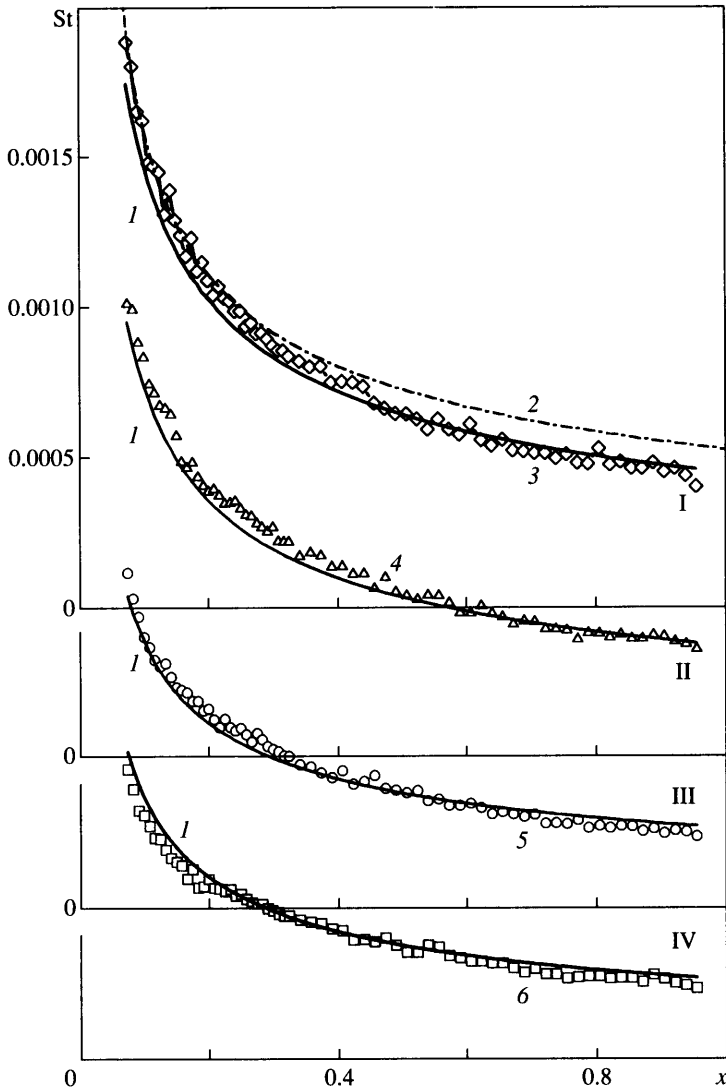
$$\frac{P}{P_\infty} = 1 + \gamma d_\infty \chi + \frac{1}{4} \gamma (\gamma + 1) d_\infty^2 \chi^2 \quad (3.1)$$

χ вычисляется для текущего значения длины X , а

$$d_\infty = \frac{A}{M_\infty^2} \frac{T_w}{T_\infty} + (\gamma - 1) B$$

Коэффициенты A и B являются функциями числа Прандтля Pr и при $Pr = 0.72$ имеют следующие значения: $A = 0.968$, $B = 0.145$, а $\gamma = 1.4$.

Согласно теории [3], индуцированное давление влияет на трение, но не изменяет теплопередачу с точностью до малых величин первого порядка в разложении по углу

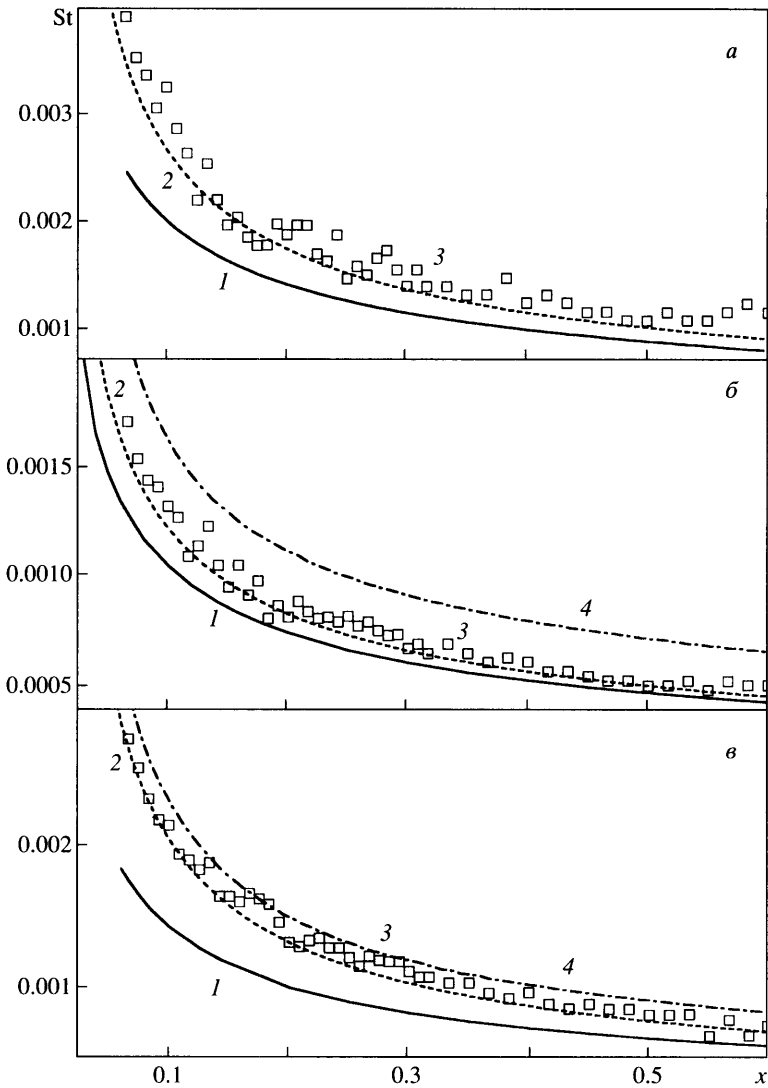


Фиг. 2. Теплообмен на острой пластине при $M = 6$ и различных значениях Re_L : I–IV – $0.45 \cdot 10^6$; $0.65 \cdot 10^6$; $0.93 \cdot 10^6$; $1.31 \cdot 10^6$: 1 – по [13], 2 – численный расчет, 3–6 – эксперимент

наклона внешней границы пограничного слоя. По-видимому, наблюдаемое в данной работе влияние вязкого взаимодействия на теплообмен находится за пределами точности теории слабого взаимодействия. Для приближенного описания наблюдаемого в экспериментах усиления теплообмена можно предположить, что увеличение коэффициента теплоотдачи пропорционально квадратному корню из приведенного выше отношения p индуцированного давления к давлению в невозмущенном потоке $p = P/P_\infty$, т.е.

$$s = p^{0.5} \quad (3.2)$$

где $s = St/St_0$, а St_0 – значение числа Стантона, предсказываемое теорией пограничного слоя без учета вязкого взаимодействия [13]. В пользу такого подхода можно ука-

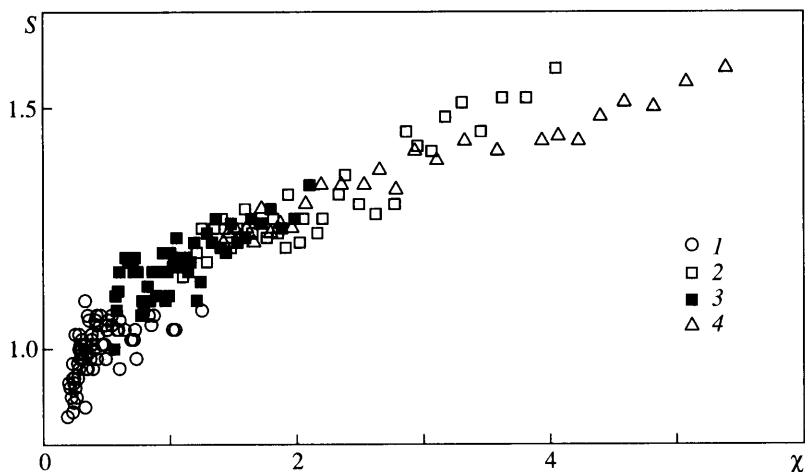


Фиг. 3. Теплообмен на острой пластине при $M = 8$ и 10 : $a, б$ – $M = 8$, $Re_L = 0.24 \cdot 10^6$; $0.89 \cdot 10^6$; $в$ – 10 , $0.52 \cdot 10^6$; 1 – [13], 2 – эмпирические соотношения (3.1, 3.2); 3 – эксперимент; 4 – численный расчет

зять, что при сильном взаимодействии p пропорционально χ , а число Стантона – $\chi^{0.5}$; в то же время теория слабого взаимодействия дает в некотором диапазоне значений χ (при $\chi \approx 4$) приблизительно такие же значения отношения давлений ($p = 3$), как теория сильного взаимодействия.

На фиг. 3 показано распределение числа Стантона по длине пластины, рассчитанное с помощью соотношений (3.1) и (3.2). Их использование приводит к лучшему согласованию расчетных данных с экспериментальными.

При исследовании сильного взаимодействия экспериментальные данные, полученные при разных значениях чисел Маха и Рейнольдса, обычно представляют графически



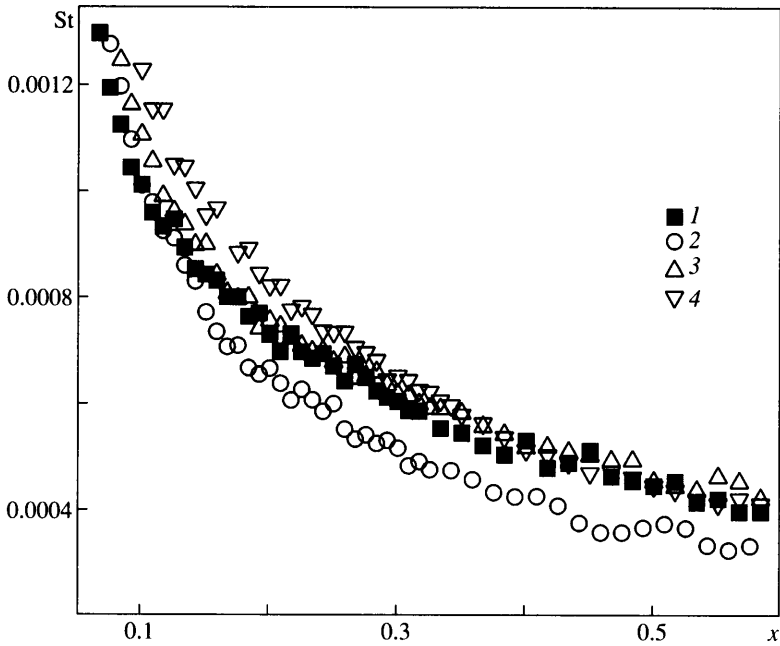
Фиг. 4. Корреляция экспериментальных данных по теплообмену на острой пластине:
 1 – $M = 6$, $Re_L = 0.45 \cdot 10^6 - 1.31 \cdot 10^6$; 2 – 8 , $0.24 \cdot 10^6$; 3 – 8 , $0.89 \cdot 10^6$; 4 – 10 , $0.52 \cdot 10^6$

в виде зависимости произведения $M^3 St$ от параметра χ , используя логарифмическую шкалу [9]. При слабом взаимодействии коэффициент теплоотдачи значительно ближе к величине, соответствующей отсутствию взаимодействия, чем при сильном взаимодействии. Поэтому результаты описываемых экспериментов целесообразно представить в виде зависимости отношения s от параметра вязкого взаимодействия χ (фиг. 4). Несмотря на значительный разброс точек, использование параметра χ позволяет скоррелировать экспериментальные данные по теплообмену также при слабом и умеренном взаимодействиях.

Влияние вязкого взаимодействия на теплообмен сильно зависит от относительной температуры поверхности обтекаемого тела [3, 4]. Уменьшение температуры поверхности приводит к увеличению плотности газа в пограничном слое и уменьшению его вытесняющего действия на внешнее течение. Для очень холодной поверхности увеличение давления при слабом взаимодействии приблизительно в 4 раза меньше, чем для теплоизолированной поверхности [3]. При этом согласно соотношению (3.2) возрастание коэффициента теплоотдачи будет приблизительно в 2 раза меньше, чем в случае теплоизолированной поверхности. В данных экспериментах температурный фактор t_w при $M = 8$ и 10 был приблизительно 0.38 . В реальном полете со скоростями, соответствующими этим числам Маха, температурный фактор будет приблизительно таким же, если температура поверхности равна 1100 и 1700 К при $M = 8$ и 10 .

4. Теплообмен затупленных пластин. Результаты измерения теплообмена на пластинках, различающихся радиусом затупления передней кромки, целесообразно представлять в виде зависимости числа Стантона от отношения X/r . Однако в этих координатах трудно сопоставить теплообмен на затупленных пластинках с теплообменом на острой пластине, что является одной из целей данной работы. Расстояние от передней кромки пластины можно отсчитывать вдоль оси X , параллельной направлению невозмущенного потока (фиг. 1, а), или вдоль контура затупления. Здесь принят первый, более простой вариант, так как измерения теплового потока проводились на расстояниях не меньше 8 мм от передней кромки. На таких расстояниях длина, отсчитываемая от лобовой точки вдоль контура, при малых затуплениях незначительно отличается от аналогичной длины, отсчитываемой вдоль оси X .

Распределение числа Стантона St по длине пластины с разными затуплениями при $M = 6$ и одним числе Рейнольдса $Re_L = 1.29 \cdot 10^6$ (аналогичные результаты получены

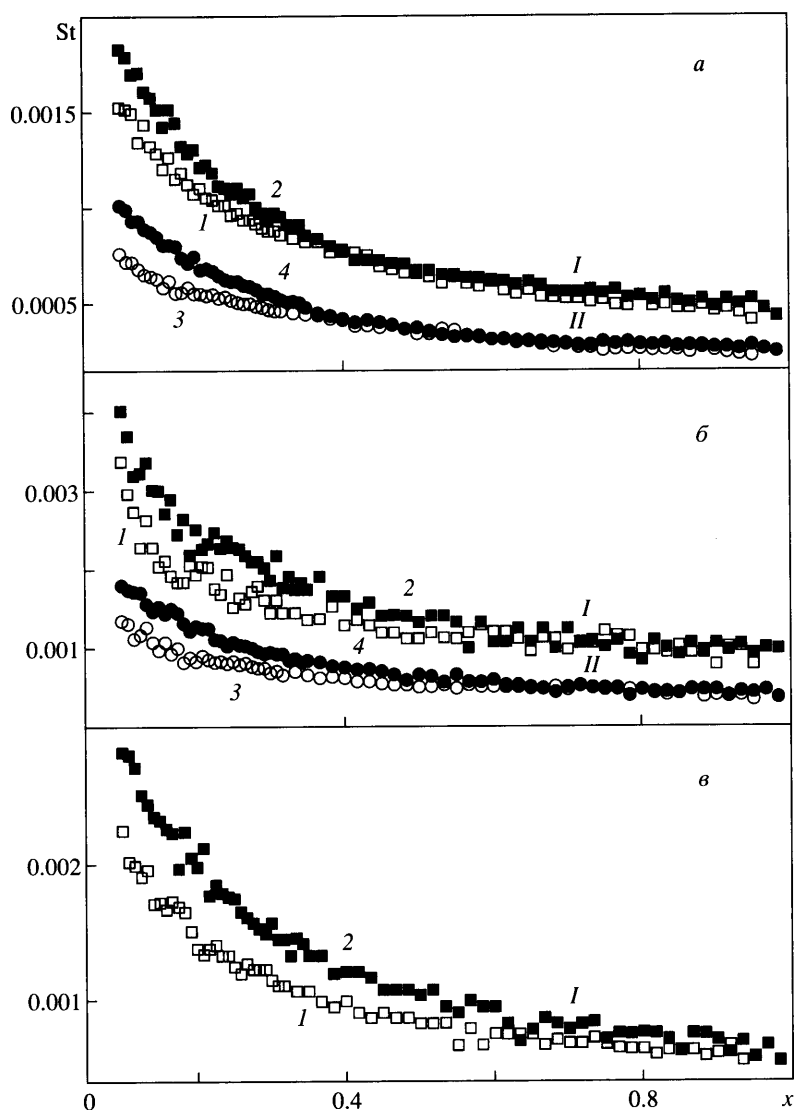


Фиг. 5. Теплообмен на острой и затупленных пластинах при $M = 6$ и $Re_L \approx 1.29 \cdot 10^6$:
 1–4 – $r = 0; 1; 2; 4$ мм

при меньших значениях числа Рейнольдса) в качестве примера показано на фиг. 5. Обращает внимание тот факт, что вблизи передней кромки теплообмен на затупленных пластинах больше, чем на острой пластине. По мере удаления от передней кромки различие уменьшается, и при некотором значении x кривые, соответствующие острой и затупленной пластинам, пересекаются. Хотя положение точки пересечения определяется грубо, можно заметить, что с увеличением затупления r точка пересечения существенно смещается в сторону больших значений x (от 0.15 до 0.40–0.47 при изменяющихся $r = 1$ до 4 мм). Целесообразно соотнести координату точки пересечения не с длиной пластины L , а с радиусом затупления r . При таком представлении относительное удаление указанной точки пересечения от передней кромки изменяется гораздо меньше. Действительно, отношение X/r для точки пересечения принимает значения: $X/r = 18$ ($Re_r = 1.08 \cdot 10^4$); 17 ($2.15 \cdot 10^4$) и $12 - 14$ ($4.3 \cdot 10^4$) при $r = 1, 2$ и 4 мм.

Распределения числа Стантона на острой и затупленной ($r = 4$ мм) пластинах при разных значениях чисел Маха и Рейнольдса сопоставлены на фиг. 6. Видно, что с увеличением числа Маха возрастает значение x , при котором коэффициент теплоотдачи на затупленной пластине принимает такое же значение, как на острой пластине.

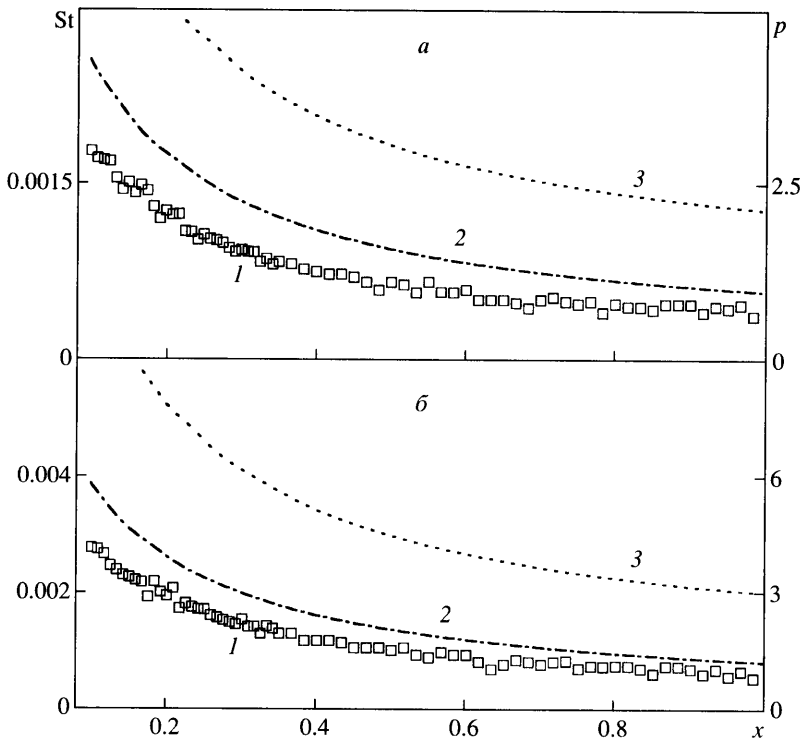
При наличии затупления на величину коэффициента теплоотдачи действуют две противоположные тенденции: с одной стороны, затупление вызывает повышение температуры газа в высокоэнтропийном слое, что приводит к понижению его плотности и ослаблению теплообмена; с другой – оно также увеличивает и давление, что вызывает рост плотности и усиление теплообмена. Эксперименты так же, как и численное моделирование (фиг. 7), показывают, что вторая тенденция оказывает большее влияние на теплообмен вблизи затупления. Из фиг. 7 также видно, что на пластине с затуплением $r = 4$ мм давление в точке, отстоящей от передней кромки на расстоянии $x = 0.2$ ($X/r = 6$), превосходит давление в невозмущенном потоке в 4.5 раза и почти в 7 раз при $M = 8$ и 10. Вычисленные для затупленной пластины значения числа Стан-



Фиг. 6. Сравнение теплообмена на острой и затупленной пластинах: *a* – $M = 6$, I–II – $Re_L \approx 0.42 \cdot 10^6$; $1.32 \cdot 10^6$; *б* – 8, $0.22 \cdot 10^6$, $0.83 \cdot 10^6$; *в* – 10, $0.48 \cdot 10^6$; 1, 3 – $r = 0$; 2, 4 – 4 мм

тона в среднем на 30% превышают экспериментальные значения, причем расхождение несколько уменьшается по мере удаления от передней кромки.

Для обобщения экспериментальных данных полезно воспользоваться аналитическими исследованиями, основанными на ряде упрощающих предположений. В частности, для обобщения данных по теплообмену на затупленной пластине можно использовать результаты [9]. Для одновременного учета влияния на гиперзвуковое течение как затупления передней кромки пластины, так и вязкого взаимодействия в качестве независимой переменной вместо длины X вводится безразмерная величина $K_\epsilon^{1/3} \chi$. Пара-

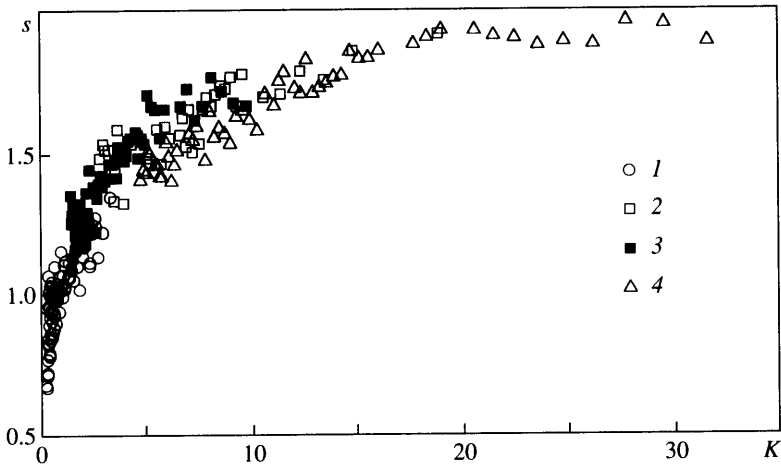


Фиг. 7. Расчетные и экспериментальные данные для затупленной пластины: $a - M = 8$, $Re_L = 0.89 \cdot 10^6$; $b - M = 10$; $0.48 \cdot 10^6$; 1 – эксперимент; 2 – число Стантона; 3 – $p = P/P_\infty$.

метр $K_\epsilon = M^3 k \epsilon (D/x)$ ответственен за влияние затупления на невязкое течение, k – коэффициент сопротивления передней кромки, $D = 2r$ – толщина затупления, $\epsilon = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$. При неизменном составе газа и одинаковой форме передней кромки параметры k и ϵ могут быть исключены из рассмотрения. При этом указанный выше параметр $K_\epsilon^{1/3} \chi$ можно заменить другим параметром $K = M(r/X)^{1/3} \chi$. В качестве характеристики теплового потока в [9], а также в [14] используется произведение $M^3 St$.

В данном эксперименте значения коэффициента теплоотдачи близки к соответствующим величинам для острой пластины в отсутствие вязкого взаимодействия. В этом случае для оценки интенсивности теплообмена лучше использовать отношение s . Меньшим значениям K на фиг. 8 соответствуют участки поверхности пластины, более удаленные от ее передней кромки. Видно, что все экспериментальные данные с некоторым разбросом описываются единой зависимостью. При увеличении параметра K в исследованном диапазоне относительная величина $s \rightarrow 2$. На большом удалении от передней кромки, соответствующем параметру $K < 1$, затупление пластины приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи.

При анализе фиг. 8 необходимо учитывать, что измерения проводились лишь в ограниченном диапазоне расстояний от передней кромки затупленной пластины: от $X/r = 3$ до 121, где поглощение высокоэнтропийного слоя с пограничным слоем практически не влияло или слабо влияло на теплообмен.



Фиг. 8. Корреляция экспериментальных данных по теплообмену на затупленных пластинах при $r = 1; 2; 4$ мм: $1 - M = 6, Re_L = 0.45 \cdot 10^6 - 1.32 \cdot 10^6$; $2 - 8, 0.22 \cdot 10^6$; $3 - 8, 0.83 \cdot 10^6$; $4 - 10, 0.48 \cdot 10^6$; $K = M(r/X)^{1/3} \chi$

Заключение. Проведено экспериментальное исследование и численное моделирование гиперзвукового обтекания и теплообмена плоских пластин при разных числах Маха и Рейнольдса. Исследование теплообмена практически острой пластины (с малым радиусом затупления, соответствующим числу Рейнольдса $Re_r < 80$) показало, что в области малых и умеренных значений параметра χ , где согласно теории слабого взаимодействия не ожидается усиление теплообмена, в действительности наблюдается существенное для практики увеличение коэффициента теплоотдачи. Предложен приближенный способ учета влияния слабого вязкого взаимодействия на теплообмен, удовлетворительно описывающий экспериментальные данные. Результаты численного моделирования также близки к экспериментальным данным.

Исследовано также обтекание затупленных пластин при тех же числах Маха. Радиус затупления варьировался от 1 до 4 мм (соответствующие значения числа Рейнольдса Re_r изменялись в диапазоне от $4 \cdot 10^3$ до $4 \cdot 10^4$). Показано, что совместное влияние вязкого взаимодействия и затупления приводит к существенному увеличению (до 2 раз) коэффициента теплоотдачи вблизи передней кромки пластины. Проведена корреляция экспериментальных данных, соответствующих разным значениям параметров потока и величинам затупления. Численное моделирование несколько завышает величины коэффициента теплоотдачи.

Результаты данной работы могут в дальнейшем стать базой для исследования интерференции падающего скачка уплотнения с пограничным и высокоэнтропийным слоями острых и затупленных пластин.

Авторы благодарят Р.А. Казанского и Ю.В. Жилина за помощь в проведении экспериментов и В.А. Башкина за ценные замечания, сделанные по прочтении рукописи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 01-01-00468).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Старухин В.П., Чевагин А.Ф. Влияние затупления входных кромок на характеристики подкрыльевых воздухозаборников // Учен. зап. ЦАГИ. 1994. Т. 25. № 1, 2. С. 89–100.

2. *Благовещенский Н.А., Гусев В.Н., Задонский С.М.* Аэродинамика летательного аппарата с воздушно-реактивным двигателем при больших сверхзвуковых скоростях // ЦАГИ – основные этапы научной деятельности 1993–2003. М.: Физматлит, 2003. С. 184–192.
3. *Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф.* Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
4. *Дорренс У.Х.* Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 439 с.
5. *Гендерсон А.* Гиперзвуковые вязкие течения // Современные проблемы газовой динамики. М.: Мир, 1971. С. 88–136.
6. *Николаев В.С.* Аппроксимационные формулы для локальных аэродинамических характеристик тел типа крыла в вязком гиперзвуковом потоке в широком диапазоне параметров подобия // Учен. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 4. С. 143–150.
7. *Нейланд В.Я., Боголепов В.В., Дудин Г.Н., Липатов И.И.* Асимптотическая теория сверхзвуковых течений вязкого газа. М.: Физматлит, 2004. 455 с.
8. *Черный Г.Г.* Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
9. *Cheng H.K., Hall J.G., Golian T.C., Hertzberg A.* Boundary-layer displacement and leading-edge bluntness effects in high-temperature hypersonic flow // J. Aerospace Sci. 1961. V. 28. № 5. P. 353–381.
10. *Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В.* Обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком вязкого совершенного газа // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 6. С. 107–115.
11. *Бабаев И.Ю., Башкин В.А., Егоров И.В.* Численное решение уравнений Навье-Стокса с использованием итерационных методов вариационного типа // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34. № 11. С. 1693–1703.
12. *Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.* Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых течений // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 1. С. 30–42.
13. *Башкин В.А.* Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ламинарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ. 1964. Вып. 937. С. 12–23.
14. *Огучи.* Гиперзвуковое обтекание пластины с притупленной передней кромкой // Ракетная техника и космонавтика. 1963. № 2. С. 91–99.

Москва

Поступила в редакцию
5.11.2004