

УДК 533.4.011

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ УГЛА СЖАТИЯ

В. М. Базовкин, А. П. Ковчавцев, Г. Л. Курышев,
А. А. Маслов^{*,**}, С. Г. Миронов^{*,**}, Д. В. Хотяновский^{*},
А. В. Царенко, И. С. Цырюльников^{*,**}

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск

^{*} Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск

^{**} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

E-mails: bazovkin@isp.nsc.ru, kap@isp.nsc.ru, kur@isp.nsc.ru,
maslov@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, khotyanovsky@itam.nsc.ru,
ips@online.nsc.ru, tsivan@ngs.ru

Представлены данные измерений тепловизионным методом коэффициента теплопередачи к поверхности при ламинарном обтекании гиперзвуковым потоком ($M_\infty = 21$) плоских и осесимметричных моделей с углом сжатия. В экспериментах изменялись величина угла сжатия и расстояние до угловой точки, получены характеристики течения в отсутствие и при наличии отрыва в угловой конфигурации. Проведено сравнение результатов измерений с результатами прямого численного моделирования на основе решения полных нестационарных уравнений Навье — Стокса. Приведено описание экспериментов с введенными в поток контролируемые продольными структурами. Показано, что в этом случае при возникновении развитого ламинарного отрыва максимальные значения коэффициента теплопередачи в области присоединения значительно увеличиваются.

Ключевые слова: гиперзвуковое течение, ламинарный отрыв в угле сжатия, продольные структуры, теплопередача к поверхности.

Введение. В настоящее время выполнено большое количество теоретических и экспериментальных исследований теплопередачи при сверхзвуковом обтекании угла сжатия. Актуальность этих работ обусловлена тем, что угловые поверхности являются обязательным элементом воздухозаборников сверхзвуковых авиационных двигателей, создающим условия для поджатия потока и повышения в нем статического давления. Этот участок воздушного тракта двигателя является одним из наиболее теплонапряженных участков, температурная устойчивость которого обеспечивает надежность всего авиационного двигателя. Данная проблема является особенно важной при полете летательных аппаратов на гиперзвуковых скоростях, при которых температура торможения и соответственно тепловые потоки к поверхности возрастают в несколько раз.

Одной из важных особенностей гиперзвукового обтекания углов сжатия является возникновение поперечной неоднородности течения, которая может усиливаться в поле центробежных сил, обусловленных изменением направления потока. В результате эксперимен-

Работа выполнена в рамках междисциплинарного Интеграционного проекта Президиума СО РАН № 4 и в рамках аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы” (грант № 2.1.1/3963).

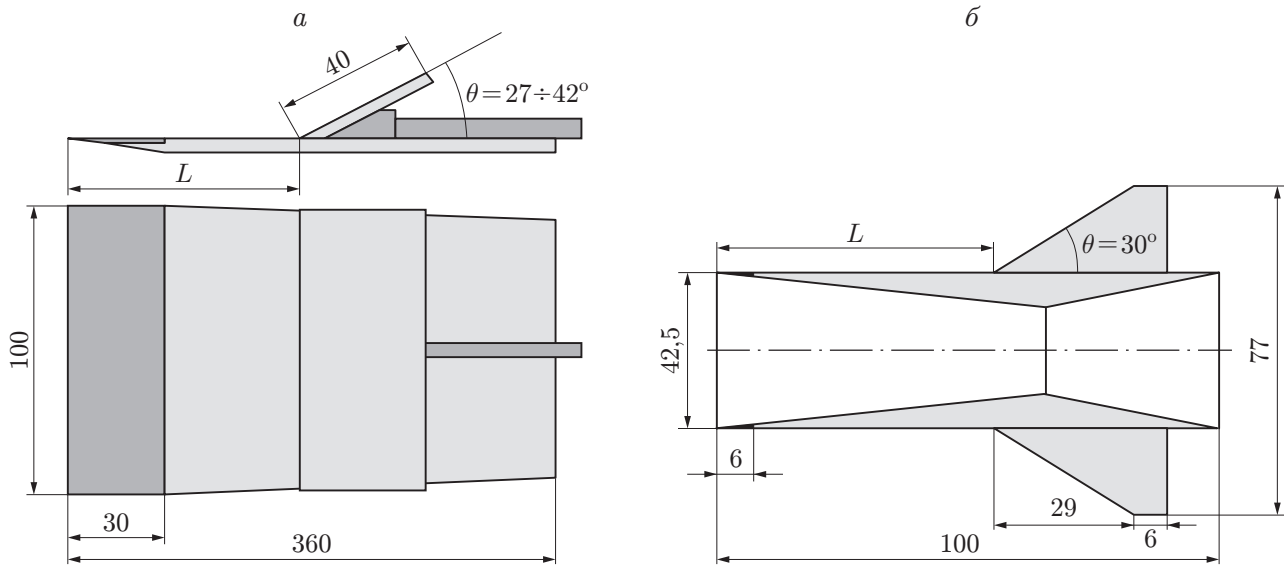


Рис. 1. Модели с плоским (а) и осесимметричным (б) углами сжатия

тальных исследований обтекания плоских и осесимметричных угловых конфигураций при умеренных гиперзвуковых числах Маха установлено возникновение продольных структур [1, 2] и существенное увеличение максимальных значений коэффициента теплопередачи [3], что, по-видимому, вызвано появлением и развитием поперечной неоднородности течения вследствие наличия естественных неровностей передней кромки модели. Для больших чисел Маха и, в частности, для условий гиперзвукового вязкого ударного слоя выполнены экспериментальные и расчетные исследования [4–6] без моделирования поперечной неоднородности потока. Следует отметить, что численное моделирование (с учетом трехмерных эффектов) гиперзвуковых течений в угловых конфигурациях, особенно тепловых потоков, существенно затруднено, а численные алгоритмы нуждаются в экспериментальной проверке. Поэтому представляют интерес измерения коэффициента теплопередачи в углах сжатия при больших числах Маха, а также при наличии поперечной неоднородности потока.

Целью настоящей работы является получение экспериментальных данных о влиянии поперечной неоднородности гиперзвукового потока ($M_\infty = 21$) на интенсивность теплопередачи, а также о влиянии ламинарного отрыва на теплопередачу при наличии и в отсутствие продольных структур в двумерном угле сжатия.

Экспериментальное оборудование и методика измерений. Измерения выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327А Института теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО РАН при числе Маха $M_\infty = 21$, единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ и температуре торможения потока $T_0 = 1200 \text{ К}$. В экспериментах использованы две модели (рис. 1). Первая модель — модель с плоским углом сжатия и острой передней кромкой, в которой можно изменять расстояние от передней кромки до угловой точки и угол наклона щитка (рис. 1,а). Съемная носовая часть модели имела затупление радиусом менее 0,05 мм. В эксперименте использованы две алюминиевые носовые части: без врезов и с тремя треугольными врезами в переднюю кромку (один врез — в центре кромки, два других — на расстоянии 26 мм от него, ширина врезав равна 4 мм, высота — 5 мм). Врезы на передней кромке создавали продольные структуры в ударном слое. Высота врезав подбиралась экспериментально путем ее постепенного увеличения до появления существенных возмущений температурного поля за сменной передней

кромкой. На металлическую основу за носовой частью модели была наклеена пластина из оргстекла толщиной 2 мм, слабо проводящая тепло. Щиток толщиной 3 мм изготовлен из теплоизоляционного материала АГ-4В. Вторая модель представляла собой полый цилиндр из материала АГ-4В с острой металлической передней кромкой длиной 6 мм и радиусом закругления менее 0,05 мм (рис. 1, б). Вдоль цилиндра могла перемещаться коническая “юбка” из того же материала с углом расширения, равным 30° .

Регистрация теплового воздействия потока на поверхность модели проводилась с помощью быстродействующего термографического комплекса на основе тепловизора марки “СВИТ”, разработанного и созданного в Институте физики полупроводников СО РАН. Регистрирующим элементом тепловизора является фокальная матрица (128×128), содержащая фоточувствительные InAs-элементы, воспринимающие инфракрасное излучение в спектральном диапазоне $2,60 \div 3,05$ мкм. Линейный температурный диапазон термографического комплекса составляет $20\text{--}42$ °С, температурное разрешение — $0,027$ °С. Кадры поля температуры выводятся и записываются в память персонального компьютера с частотой 100 Гц. Температурная калибровка тепловизора проводилась по имитатору абсолютно черного тела, при этом формировалась матрица поправок, используемая при построении поля температуры в каждом кадре. Программное обеспечение термографического комплекса позволяет осуществлять покадровый просмотр записи температурного поля, выводить на экран монитора компьютера распределения температуры поверхности вдоль горизонтальной и вертикальной линий, проходящих через любую точку изображения, или большой набор выбранных отдельных точек и представлять эти данные в виде таблиц для дальнейшей обработки. В эксперименте запись кадров начиналась перед пуском аэродинамической трубы и прекращалась через несколько секунд после ее пуска. До момента пуска трубы температура в каждой точке модели различалась не более чем на 1 %, но была постоянной во времени.

Величина теплового потока q определялась по формуле [7]

$$T = T_W + (2q/\lambda)\sqrt{\kappa t/\pi},$$

где T_W , T — начальная (перед пуском трубы) и текущая температура поверхности соответственно; λ — теплопроводность; κ — температуропроводность материала; t — текущее время измерения. Данное соотношение выполняется только в том случае, если удвоенная глубина прогрева материала $\delta \simeq 2\sqrt{\kappa t}$ меньше толщины материала в области, где проводятся измерения теплового потока. Это условие ограничивает максимальное время измерения с момента пуска аэродинамической трубы, равное 4 с, при этом глубина прогрева составляла менее 1 мм. Поправок на кривизну поверхности осесимметричной модели не вводилось, так как отношение глубины прогрева к минимальному радиусу модели (радиусу цилиндрической части) было значительно меньше единицы. При обработке результатов тепловизионных измерений в точке поверхности строились зависимости $T - T_W(\sqrt{t})$. Зависимости аппроксимировались прямыми линиями и по углу их наклона вычислялся тепловой поток в данной точке. Как правило, в течение первой секунды временного интервала с момента пуска аэродинамической трубы зависимости $T - T_W(\sqrt{t})$ являлись близкими к линейным.

Данные о коэффициенте теплопередачи представлялись в виде распределений безразмерного числа Стэнтона St , вычисляемого по соотношению

$$St = q/[C_P \rho U_\infty (T_0 - T_W)].$$

Здесь C_P — удельная теплоемкость азота; ρ — плотность азота в набегающем потоке; U_∞ — скорость в набегающем потоке; T_0 — температура торможения потока; T_W — температура поверхности, которая вычислялась как средняя между начальной и конечной температурой в измеряемом интервале времени.

Для получения точного значения нормировочного члена в выражении для числа Стэнтона при указанных выше условиях в набегающем потоке проведены тепловизионные измерения распределения теплового потока на шаре диаметром 50 мм, изготовленном из материала АГ-4В. По известному значению числа Стэнтона в точке растекания на шаре [8] и измеренному значению теплового потока в этой точке определялся нормировочный член. Кроме того, сравнение экспериментально полученного распределения числа Стэнтона по широтным углам шара с данными [9] показало, что они хорошо согласуются.

Результаты измерений. На рис. 2 приведены результаты измерений и расчета числа Стэнтона вдоль образующей осесимметричной модели (см. рис. 1, б), полученные для двух расстояний от передней кромки до угловой точки: $L = 32,5$; 65,0 мм. Расчет выполнен на основе решения полных уравнений Навье — Стокса с использованием численного алгоритма, разработанного в ИТПМ СО РАН [5]. (На рис. 2–4 координата x направлена вдоль продольной оси моделей.) Видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются, за исключением области максимума теплового потока для модели с $L = 32,5$ мм, хотя качественно картины течения совпадают. В эксперименте незначительное увеличение числа Стэнтона за угловой точкой, по-видимому, обусловлено негладкой стыковкой цилиндра с конической “юбкой” в осесимметричной модели. На рис. 2 видно, что в окрестности угловой точки отрыв отсутствует. Отсутствие отрыва на осесимметричной модели противоречит данным работы [10], в которой для плоских угловых конфигураций предсказывается появление ламинарного отрыва при меньших углах сжатия. Очевидно, это вызвано растеканием потока по конической “юбке” модели и уменьшением противодавления, приводящего к отрыву.

В работе [11] с использованием изложенной выше методики при тех же условиях измерено распределение числа Стэнтона вдоль образующей модели, изготовленной из того же материала, геометрия которой подобна представленной на рис. 1, б. Сравнение измеренных распределений нормированного теплового потока с полученными в результате прямого численного моделирования показывает, что они существенно различаются. Визуализация обтекания электронным пучком также показала различие расчетных и экспериментальных

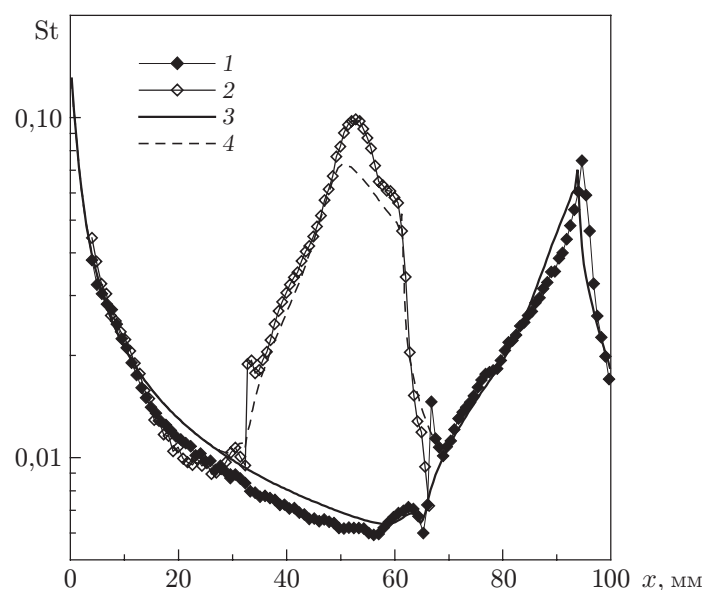


Рис. 2. Измеренное (1, 2) и расчетное (3, 4) распределения числа Стэнтона вдоль образующей осесимметричного угла сжатия:
1, 3 — $L = 65$ мм; 2, 4 — $L = 32,5$ мм

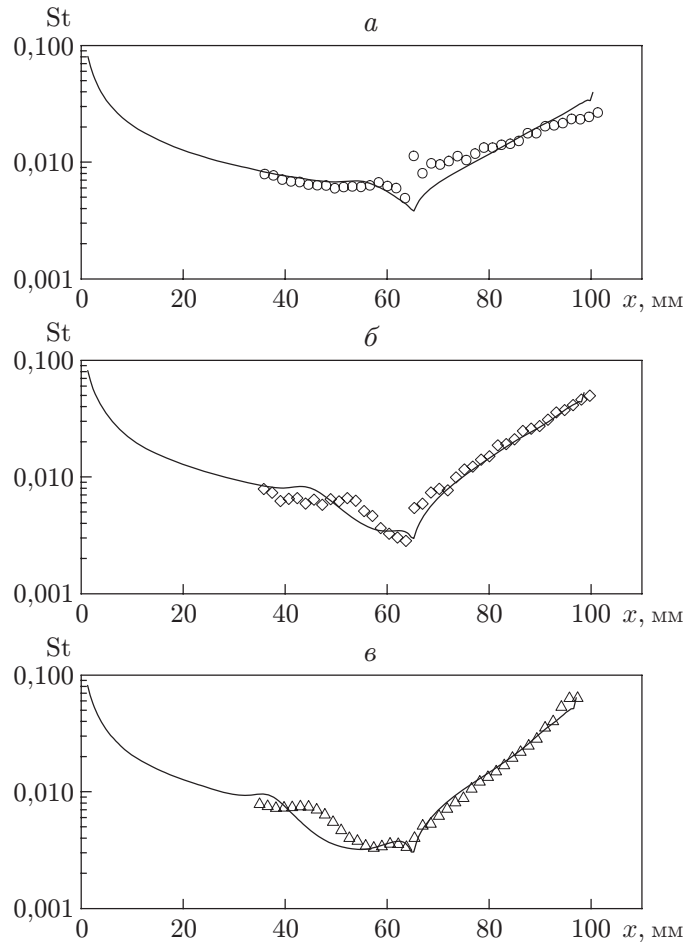


Рис. 3. Измеренные (точки) и рассчитанные (линии) распределения числа Стэнтона вдоль продольной оси плоского угла сжатия при $L = 65$ мм и различных углах сжатия θ :

$a - \theta = 27^\circ$; $б - \theta = 32^\circ$; $в - \theta = 36^\circ$

данных. В то же время алгоритм и программа прямого численного моделирования, хорошо оттестированные ранее, с высокой точностью описывают течение и теплопередачу в ряде задач гиперзвуковой аэродинамики (см., например, [5]). В [11] высказано предположение, что основной причиной различия данных о коэффициенте теплопередачи и параметрах течения является возникновение на передней кромке головного скачка уплотнения конечного радиуса, что вызывает отход ударной волны от поверхности модели. Этот эффект объяснялся конечным затуплением (радиус затупления был равен 0,5 мм) и высокой (до 1200 К) температурой на передней кромке, выполненной из нетеплопроводного материала. Использование передней кромки из алюминия позволило уменьшить не только радиус затупления, но и нагрев кромки до значения менее 50°C в том временном интервале, в котором вычислялся тепловой поток. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных в настоящей работе подтверждает предположение о существенном влиянии радиуса затупления и температуры на передней кромке на распределение тепловых потоков.

На рис. 3 приведены результаты измерений и расчета числа Стэнтона вдоль центральной оси в плоской угловой конфигурации (см. рис. 1, *a*) при различных углах установки щитка θ . Видно, что при всех углах установки щитка имеет место отрывная зона (минимум числа Стэнтона в окрестности угловой точки). Наличие отрыва подтверждается

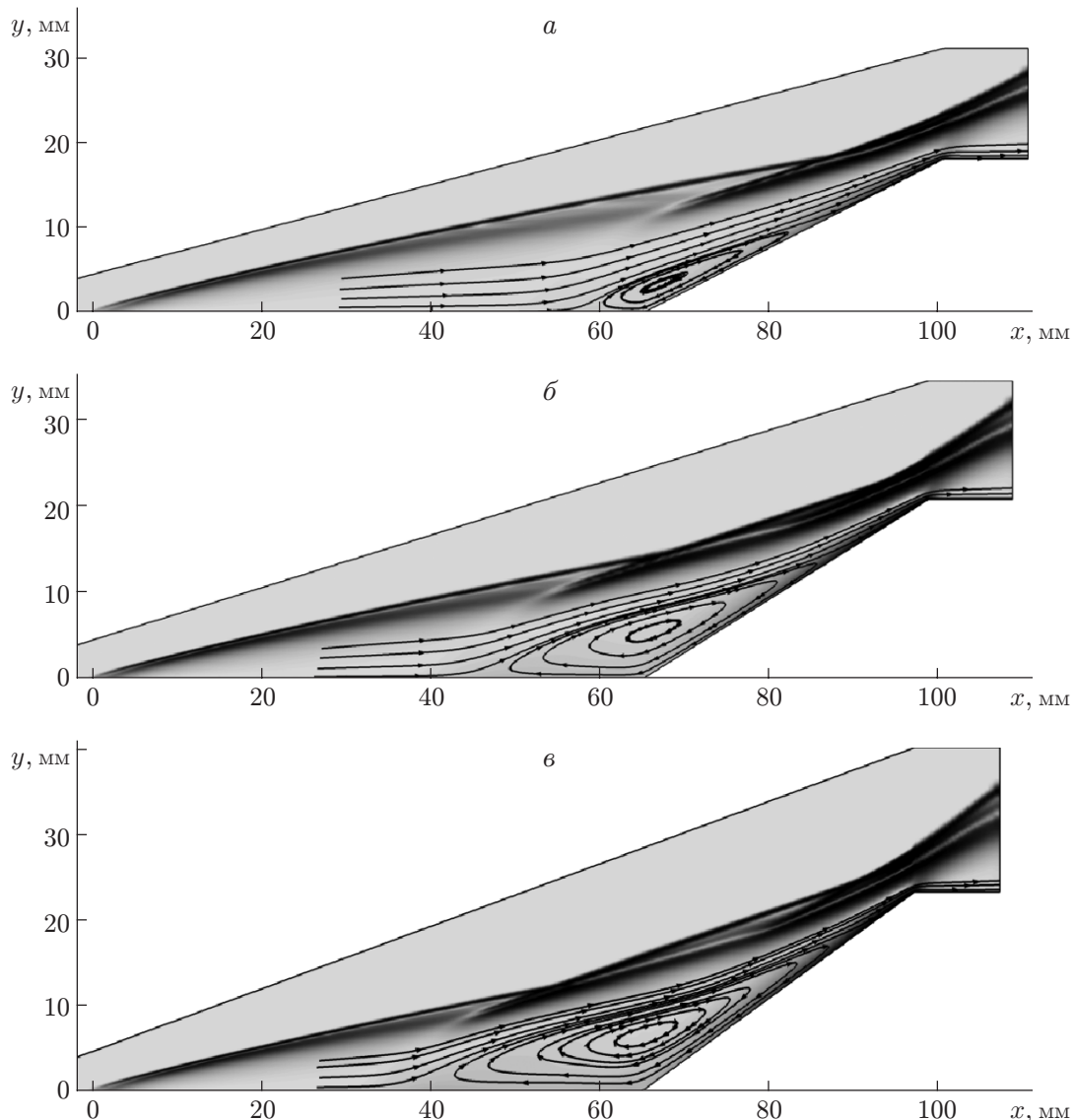


Рис. 4. Результаты численной шпирен-визуализации поля плотности и линии тока при различных углах сжатия плоской модели:
a — $\theta = 27^\circ$; *б* — $\theta = 32^\circ$; *в* — $\theta = 36^\circ$

данными численного моделирования. На рис. 4 приведены линии тока и результаты компьютерной шпирен-визуализации поля плотности в угловой конфигурации. Видно, что с увеличением угла θ размер отрывной зоны увеличивается. Аналогичные зависимости $St(x)$ получены при $L = 102$ мм. Существование отрыва при указанных выше значениях углов сжатия подтверждается данными работы [10].

На рис. 3 видно, что результаты измерений и численного моделирования качественно хорошо согласуются, однако количественно значительно различаются (наиболее существенно — в области отрыва). В эксперименте длина зоны отрыва меньше расчетной. Это различие можно объяснить трехмерностью течения в эксперименте (а именно растеканием газа к боковым кромкам модели), в то время как расчет проводился для двумерной модели. На картинах температурного поля в плане растеканию потока соответствует дугообразная линия отрыва на оси вверх по потоку.

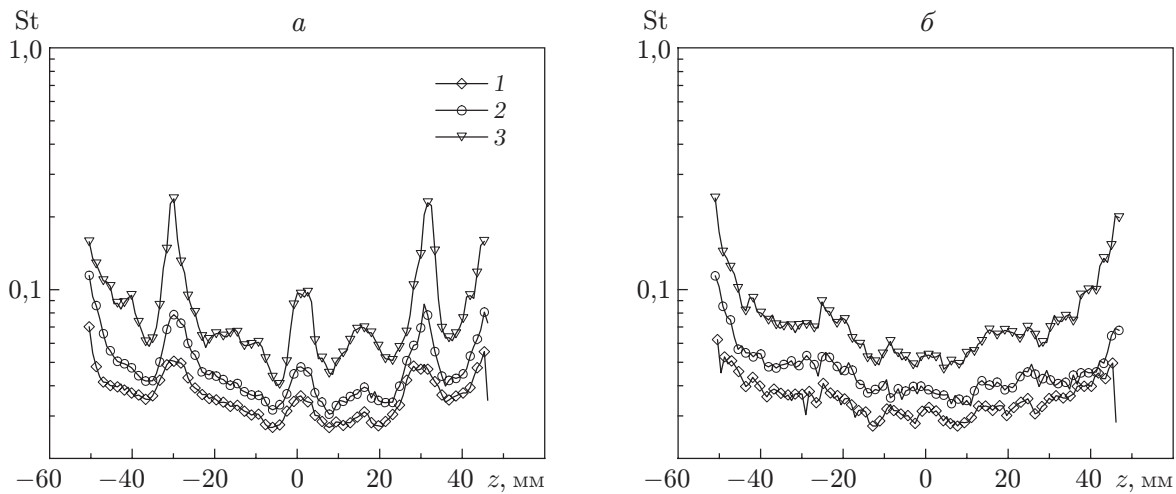


Рис. 5. Поперечные распределения числа Стэнтона для плоского угла сжатия, измеренные в области присоединения потока в случае передней кромки с тремя врезами (*а*) и без врезом (*б*):
 1 — $\theta = 27^\circ$; 2 — $\theta = 30^\circ$; 3 — $\theta = 33^\circ$

Наличие врезом на передней кромке плоской модели угла сжатия приводит к возникновению на модели поперечной неоднородности течения и соответствующей неоднородности в распределении тепловых потоков в поперечном направлении (по координате z) в области присоединения (рис. 5, *а*). Для сравнения на рис. 5, *б* приведены распределения теплового потока в поперечном направлении в области присоединения в случае отсутствия врезом на передней кромке. Неоднородность течения создается продольной структурой, возникновение которой можно объяснить следующим образом. В условиях сильного вязко-невязкого взаимодействия (ударного слоя) зависимости статического давления и теплового потока на поверхности плоской части модели от продольного расстояния до передней кромки являются быстроубывающими [12, 13]. Сдвиг передней кромки вниз по потоку, обусловленный наличием вреза, приводит к повышению давления и теплового потока в области вреза. Под действием перепада давления газ движется от оси вреза в поперечном направлении, что приводит к оттоку жидкой визуализирующей смеси порошка мела и масла от продольной оси, проходящей через врез, и возникновению продольных темных линий на поверхности модели (рис. 6). Возникновение двух минимумов теплового потока по обе стороны от каждого максимума на рис. 5, *а*, возможно, вызвано наличием поперечного течения газа вблизи врезом на передней кромке.

Смещение максимумов теплового потока, создаваемых боковыми врезом, в область больших значений z , наблюдаемое на рис. 5, *а*, объясняется отмеченным выше растеканием газа в периферийные области модели. На рис. 5, *а* положение периферийных максимумов теплового потока соответствует значениям координаты $z \approx \pm 30$ мм, в то время как боковые врезы расположены на расстоянии ± 26 мм от оси модели. Смещение линий максимумов теплового потока от оси модели (наиболее существенное на щитке модели) четко видно на картине температурного поля в плане (см. рис. 6).

Для плоской модели увеличение длины отрывной зоны при увеличении угла сжатия в области присоединения приводит к увеличению максимальных значений теплового потока и увеличению различия между минимумами и максимумами теплового потока, обусловленными наличием продольных структур. Этот процесс происходит немонотонно, и при определенном угле увеличение имеет скачкообразный характер. На рис. 7 для трех вре-

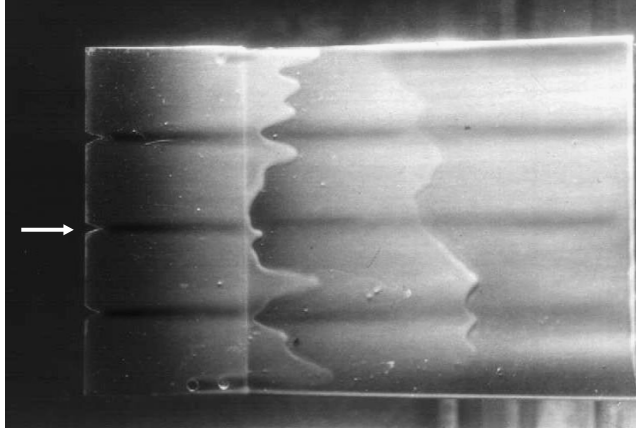


Рис. 6

Рис. 6. Результаты визуализации течения на поверхности модели с помощью жидкой смеси масла и порошка мела

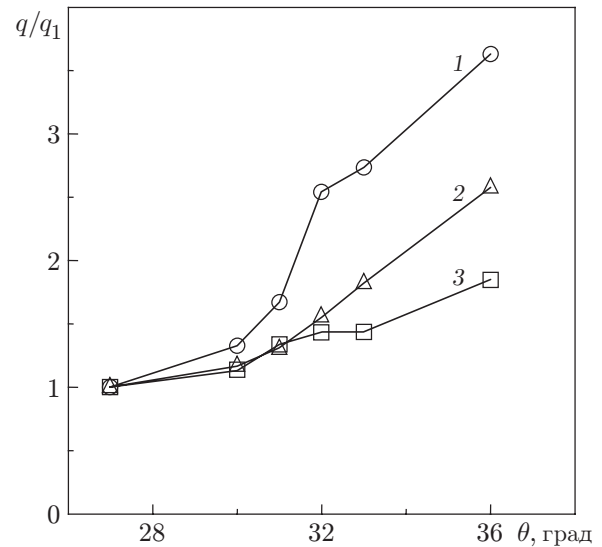


Рис. 7

Рис. 7. Зависимости максимальных (1) и минимальных (3) значений нормированного теплового потока от угла θ при наличии поперечных неоднородностей в потоке и в их отсутствие (2)

зов приведены зависимости от величины угла сжатия θ максимальных и минимальных значений теплового потока в области присоединения, нормированных на максимальные и минимальные значения теплового потока q_1 , соответствующие углу установки щитка $\theta = 27^\circ$, в области присоединения потока. Данные, приведенные на рис. 7, осреднены по трем врезам на передней кромке. На рис. 7 представлена также аналогичная зависимость максимального теплового потока с передней кромкой без врезов от угла θ . Наблюдаются рост максимальных значений и увеличение различия между максимальными и минимальными значениями теплового потока по сравнению с вариантом обтекания модели с передней кромкой без врезов при углах сжатия $\theta = 30 \div 32^\circ$.

Возможной причиной такого поведения теплового потока является увеличение интенсивности продольных структур при их движении через зону отрыва. На этот процесс может оказывать влияние отход области ударного слоя с высокой плотностью от поверхности модели. Поверхность препятствует возникновению вихревого движения газа до достижения потоком точки отрыва. Кроме того, в данном случае важную роль могут играть центробежные силы, возникающие при изменении направления потока в угле сжатия. Величина этих сил возрастает с увеличением угла поворота потока на щитке модели, поэтому процесс может быть описан неустойчивостью Гертлера.

Заключение. Выполнены измерения распределения теплового потока на поверхности осесимметричной и плоской моделей с углом сжатия при ламинарном обтекании этих моделей гиперзвуковым потоком азота ($M_\infty = 21$). В экспериментах варьировалось расстояние от передней кромки до угловой точки, для плоской угловой конфигурации изменялась величина угла сжатия в диапазоне $27 \div 42^\circ$. Отдельные экспериментальные данные сопоставлены с результатами численного моделирования обтекания угла сжатия на основе полных уравнений Навье — Стокса. Показано, что радиус затупления и высокая температура передней кромки модели оказывают существенное влияние на распределение теп-

лового потока. Для плоского угла сжатия в эксперименте выявлено также существенное влияние трехмерности течения на распределение тепловых потоков.

Изучено влияние продольных структур в потоке на коэффициент теплопередачи в плоском угле сжатия. Показано, что при наличии протяженной зоны ламинарного отрыва в угловой конфигурации максимальные значения коэффициента теплопередачи поверхности значительно увеличиваются вследствие наличия продольных структур в гиперзвуковом потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Babinsky H., Edwards J. A.** On the incipient separation of a turbulent hypersonic boundary layer // *Aeronaut. J.* 1996. V. 100. P. 209–214.
2. **Benay R., Chanetz B., Mangin B., Vandomme L.** Shock wave/transitional boundary-layer interactions in hypersonic flows // *AIAA J.* 2006. V. 44, N 6. P. 1243–1254.
3. **Aymer de la Chevalerie D., Fonteneau A., De Luca L., Cardone G.** Görtler-type vortices in hypersonic flows: The ramp problem // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1997. V. 15, N 1. P. 69–81.
4. **Grasso F., Marini M.** Synthesis of T2-97 hollow cylinder flare problem // *Proc. of the 1st Europe — US high speed flow field database workshop, Naples, 12–14 Nov. 1997. Reston (VA): AIAA, 1998. Pt 2. P. 213–221.*
5. **Markelov G. N., Kudryavtsev A. N., Ivanov M. S.** Continuum and kinetic simulation of laminar separated flow at hypersonic speeds // *J. Spacecraft Rockets.* 2000. V. 37, N 4. P. 499–506.
6. **Moss J. N., Bird G.** Direct Monte-Carlo simulations of hypersonic flows with shock interactions // *AIAA J.* 2005. V. 43, N 12. P. 2565–2573.
7. **Карлсрой Г.** Теплопроводность твердых тел / Г. Карлсрой, Д. Егер. М.: Наука, 1964.
8. **Fay J. A., Riddell F. R.** Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // *J. Aeronaut. Sci.* 1958. V. 25, N 2. P. 73–85.
9. **Kemp N. H., Rose P. H., Detra R. W.** Laminar heat transfer around blunt bodies in dissociated air // *J. Aeronaut. Sci.* 1959. V. 26, N 7. P. 421–430.
10. **Needham D. A., Stollery J. L.** Boundary layer separation in hypersonic flow. N. Y., 1965. (Paper / AIAA; N 65-004).
11. **Базовкин В. М., Ковчавцев А. П., Курышев Г. Л. и др.** Численное и экспериментальное исследование обтекания двумерного угла сжатия гиперзвуковым потоком // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика.* 2007. Вып. 2, № 1. С. 3–9.
12. **Vas I. E., McDougal J., Koppenwallner G., Bogdonoff S. M.** Some exploratory experimental studies of hypersonic low density effects on flat plate and cone // *Rarefied gas dynamics.* N. Y.; L.: Acad. Press, 1965. V. 1. P. 508–534.
13. **Ветлуцкий В. Н., Маслов А. А., Миронов С. Г. и др.** Исследование аэродинамического нагрева пластины в вязком гиперзвуковом потоке // *Теплофизика высоких температур.* 1999. Т. 37, № 3. С. 415–419.

*Поступила в редакцию 7/VII 2008 г.,
в окончательном варианте — 24/VII 2008 г.*