

УДК 532.526

## ГИПЕРЗВУКОВОЙ ПОТОК НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*В. Н. Ветлуцкий, А. А. Маслов, С. Г. Миронов,  
Т. В. Поплавская, А. Н. Шиплюк*

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск*

В связи с развитием космических летательных аппаратов все большую роль играют исследования гиперзвукового обтекания различных тел. Существующие гиперзвуковые аэродинамические трубы при высоких числах Маха ( $M_\infty \geq 20$ ) не позволяют проводить полное моделирование условий полета. Кроме того, в эксперименте удастся измерять лишь некоторые газодинамические параметры. В связи с этим представляется важным развитие методов численного моделирования гиперзвуковых течений. Такой подход позволяет определять одновременно все параметры потока в рамках выбранной модели во всей рассматриваемой области. Однако любое моделирование не является абсолютным и нуждается в верификации путем сравнения его результатов с экспериментальными данными. С другой стороны, совпадение этих двух подходов дает уверенность в правильности экспериментальной методики.

Распространенным тестовым объектом исследования является течение на пластине с острой кромкой под нулевым углом атаки. Ранее методом электронного пучка [1–4] и зондовым методом [5] были выполнены измерения распределения средней плотности вблизи острой кромки пластины для низких чисел Рейнольдса ( $Re_x < 3 \cdot 10^4$ ). Данные измерений для более высоких чисел Рейнольдса отсутствуют. Результаты численного изучения гиперзвукового обтекания пластины в локально-автомодельном приближении приведены в [6]. Более точно эта задача решалась в [7], где учитывалась структура ударной волны (УВ). Определена область применимости условий Ренкина — Гюгио на УВ. В обеих работах исследовалась область вблизи передней кромки пластины, где локальные числа Рейнольдса порядка  $10^4$ .

В данной работе описана схема эксперимента и представлены результаты измерений методом электронно-пучковой флюоресценции профилей плотности при обтекании пластины потоком азота под нулевым углом атаки. Эксперименты проведены при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 21$  и единичном числе Рейнольдса на метр  $Re_1 = 6 \cdot 10^5$ . В рамках модели вязкого ударного слоя развит алгоритм расчета гиперзвукового обтекания пластины. Приведены рассчитанные профили скорости, температуры и плотности, последние сравниваются с экспериментом в ряде сечений.

**1. Методика эксперимента.** Измерения выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327 ИТПМ СО РАН [8] при параметрах торможения  $P_0 = 8$  МПа,  $T_0 = 1100$  К. Радиус однородного ядра потока равен  $5 \cdot 10^{-2}$  м, плотность частиц в котором  $7 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup>. Вне ядра плотность потока быстро падает, достигая на расстоянии 0,1 м от оси  $\approx 6 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>.

© В. Н. Ветлуцкий, А. А. Маслов, С. Г. Миронов,  
Т. В. Поплавская, А. Н. Шиплюк, 1995

Модель пластины выполнена в форме трапеции. Ширина передней кромки  $8 \cdot 10^{-2}$  м, задней  $6 \cdot 10^{-2}$  м, длина пластины  $L = 3,6 \cdot 10^{-1}$  м. Передняя часть пластины имела форму клина с углом  $7^\circ$ . Радиус закругления передней кромки менее  $5 \cdot 10^{-5}$  м, что сравнимо с длиной пробега молекул в набегающем потоке. Пластина выполнена из зачерненного алюминия. В процессе эксперимента температура пластины из-за нагрева потоком изменялась в пределах  $290 \div 320$  К.

Плотность газа в потоке определялась по интенсивности флюоресценции азота под действием электронов диагностического пучка [9]. Энергия электронов составляла  $10 \div 12$  кэВ, ток пучка не превышал 1 мА, его диаметр в условиях высокого вакуума  $10^{-3}$  м. Пучок распространялся поперек потока параллельно плоскости пластины. Сканирование точки измерения по нормали к пластине осуществлялось перемещением пластины в пределах  $-2 \cdot 10^{-2} \dots + 3 \cdot 10^{-2}$  м относительно оси потока. Сканирование вдоль пластины осуществлялось за счет отклонения пучка магнитной системой и перемещения электронной пушки.

Флюоресценция азота регистрировалась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79. Оптическая система включала в себя светосильный объектив, широкополосный стеклянный фильтр СС-8 ( $\lambda = 350 \div 520$  нм) и диафрагму, ограничивающую поле зрения ФЭУ в пределах  $1,7 \cdot 10^{-3}$  м поперек пучка и  $10^{-2}$  м вдоль пучка. Направление оси наблюдения совпадало с нормалью к поверхности, проходящей через плоскость симметрии пластины. Измерение состава излучения, проходящего на ФЭУ с помощью спектрометра SPM-2, показало, что спектр соответствует излучению 1-й отрицательной и 2-й положительной полосы с отношением суммарных интенсивностей  $7 : 1$ .

Для определения значений плотности по сигналу ФЭУ строилась градуировочная зависимость. На рис. 1 приведены данные измерений сигнала  $I$  в неподвижном газе и в свободном гиперзвуковом потоке (точки 1 и 2). Значения плотности  $n$  в неподвижном газе измерялись манометром Маклеода, плотность в потоке вычислялась по изэнтропическим соотношениям. Удовлетворительное совпадение данных говорит о слабой зависимости широкополосного излучения от статической температуры газа. Результаты измерений экстраполированы обобщающей кривой  $I$  (рис. 1) в область больших плотностей, соответствующих значениям за УВ и недоступных при градуировке системы. Она имеет аналитическое выражение

$$I = bn\Phi\left(\frac{a}{\sqrt{n}}\right), \quad (1.1)$$

где  $a = 4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3/2}$ ;  $b = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ В} \cdot \text{м}^{-3}$ ;  $\Phi$  — интеграл ошибок;  $n$  — плотность. Выражение (1.1) получено согласно модели [10], учитывающей только рассеяние на молекулах газа первичных электронов пучка с пуассоновским радиальным распределением. Отклонение экспериментальных точек от обобщающей кривой лежит в пределах  $\pm 6\%$ . Использование подобной градуировочной зависимости для определения плотности возможно в двух случаях: при достаточно низких плотностях, где зависимость

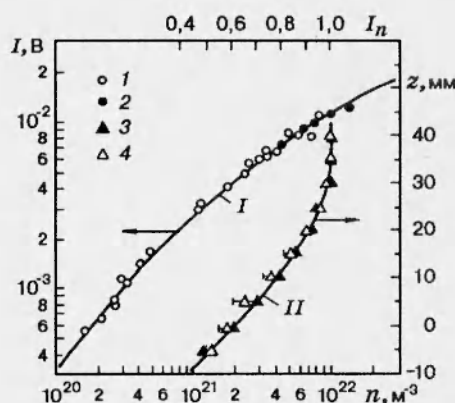


Рис. 1

линейна, и при равном по длине пучка электронов масштабе измеряемого и градуировочного газового объема. При этом плотности в пределах масштаба должны быть постоянны. Второму случаю удовлетворяет обтекание двумерных тел (пластина, клин и т. д.), поперечные размеры которых сравнимы или больше ядра набегающего потока. Направление оси электронного пучка должно быть параллельным плоскости тел. Этим требованиям отвечают условия настоящего эксперимента.

Обоснованность принципа градуировки и применимости модели [10] была подтверждена измерениями ослабления сигнала ФЭУ при сканировании точки наблюдения вдоль оси электронного пучка. На рис. 1 приведены безразмерные значения сигнала ФЭУ  $I_n$  в зависимости от расстояния  $z$  от плоскости симметрии пластины (точки 3 — свободный поток, 4 — поток в области за УВ). Горизонтальные интервалы показывают величину разброса данных измерений в разных сечениях пластины. С целью сопоставления разнородных данных распределения по  $z$  были нормированы на собственные максимумы ( $I_* = I(z)/I_{\max}$ ) и приведены к единому масштабу соотношением

$$I_n = 1 + \frac{I_*(z) - 1}{2I_*(-5)}.$$

Кривая  $II$  на рис. 1 представляет зависимость вида  $\Phi(c/(40-z)^{3/2})$ , вытекающую из модели [10] ( $c$  — константа). Хорошее совпадение результатов измерений между собой и кривой  $II$  подтверждает обоснованность методических допущений. Данные работ [9, 11] также показывают, что процессы столкновительного тушения и поглощения излучения для наших условий еще существенно слабее процесса рассеяния первичных электронов. Свечение азота, возбуждаемое вторичными электронами, учитывается при градуировке, но оно может сказываться на точности измерений в областях с сильным изменением плотности в направлении оптической оси из-за конечной глубины резкости объектива. В частности, рассеяние первичного пучка и вторичное свечение «размазывают» фронт УВ, смещая максимум плотности к поверхности пластины. Истинное положение УВ может быть получено восстановлением распределения плотности путем решения интегрального уравнения типа свертки методом преобразования Фурье.

Ядром уравнения является аппаратная функция, включающая уширение первичного пучка, вторичное свечение азота и конечную ширину диафрагмы оптической системы. Ее конкретная форма может быть получена по зависимости спада сигнала ФЭУ при выходе точки наблюдения в невозмущенный поток. Для большинства измерений аппаратная функция хорошо описывается зависимостью  $\exp(-|y|/(1,8 \cdot 10^{-3}))$ , где  $y$  — координата, м. При восстановлении экспериментальные данные сглаживались полиномами. Восстановление позволяет уточнить положение УВ, но при этом искажаются распределения плотности в направлении к поверхности пластины. Как показали измерения профилей свечения, это связано со значительным сокращением масштаба свечения газа в области меньших плотностей между пластиной и точкой максимума плотности.

Таким образом, аппаратная функция не является универсальной, а зависит от точки измерения, что существенно усложняет задачу восстановления. С другой стороны, малая ширина аппаратной функции позволяет с достаточной точностью измерять плотность между пластиной и областью, примыкающей к УВ. Не было обнаружено влияния проводимости пластины на интенсивность свечения в неподвижном газе вплоть до момента касания ее пучком первичных электронов. Эта небольшая область может быть исключена из измерений.

**2. Численное исследование.** При больших числах Маха и небольших числах Рейнольдса толщина пограничного слоя соизмерима с расстоянием отхода ударной волны. Поэтому для таких течений хорошим приближением является модель вязкого ударного слоя. Под вязким ударным слоем понимается область между УВ и поверхностью тела, в которой существенно влияние вязкости и теплопроводности. В данной работе рассматривается гиперзвуковое обтекание плоской пластины с острой передней кромкой под нулевым углом атаки. Течение исследуется в рамках двумерных уравнений полного вязкого ударного слоя (ПВУС). Эти уравнения могут быть получены аналогично [12] и в декартовой системе координат  $(x, y)$  имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{\text{Re}_L} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial P}{\partial x} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{4}{3} \frac{1}{\text{Re}_L} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial P}{\partial y} &= \hat{v}, \\ c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{1}{\text{Pr}} \frac{1}{\text{Re}_L} \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \\ &- \frac{1}{\text{Re}_L} (\gamma - 1) M_\infty^2 \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - (\gamma - 1) M_\infty^2 \left( u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} \right) = \hat{v}, \\ P &= \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \rho T, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где ось  $x$  направлена вдоль поверхности пластины от передней кромки;  $u$  и  $v$  — компоненты скорости по направлениям  $x$  и  $y$ ;  $T$  — температура;  $\text{Pr}$  — число Прандтля;  $\text{Re}_L = \rho_\infty U_\infty L / \mu_\infty$  — число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и длине модели  $L$ . В уравнениях (2.1) плотность  $\rho$ , проекции скорости, вязкость  $\mu$ , теплопроводность  $k$ , удельная теплоемкость  $c_p$  и температура отнесены к своим значениям в набегающем потоке, давление  $P$  — к удвоенному скоростному напору  $\rho_\infty U_\infty^2$ , а переменные  $x$  и  $y$  — к длине модели  $L$ . Далее в тексте и на графиках используются безразмерные параметры.

В работе рассматривается область течения, настолько далеко находящаяся от передней кромки пластины, что УВ может быть заменена разрывом и граничные условия за ней определяются условиями Ренкина — Гюгонно [7]. Последние взяты в обобщенном виде, т. е. с учетом вязкости и теплопроводности за УВ [13, 14]:

$$\begin{aligned} u_s &= \cos^2 \beta (1 + k_s \text{tg}^2 \beta) - \frac{\mu_s (1 - \text{tg}^2 \beta) \cos^2 \beta}{\text{Re}_L \sin \beta} \frac{\partial u}{\partial y}, \\ v_s &= u_s \text{tg} \beta - k_s \text{tg} \beta, \quad P_s = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} + \sin^2 \beta (1 - k_s) - \frac{2 \mu_s \sin \beta \cos \beta}{\text{Re}_L} \frac{\partial u}{\partial y}, \\ H_s &= 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 - \frac{\cos \beta}{\sigma_s \text{Re}_L \sin \beta} \left[ \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{1 - \text{Pr}}{2} (\gamma - 1) M_\infty^2 \frac{\partial u^2}{\partial y} \right], \\ k_s &= \frac{1}{\rho_s}, \quad \gamma = \frac{c_{p\infty}}{c_{v\infty}}, \quad \sigma_s = \frac{\text{Pr}}{\mu_s}. \end{aligned}$$

Здесь  $H$  — полная энтальпия;  $\beta$  — угол наклона УВ;  $\gamma$  — показатель адиа-

баты в набегающем потоке, индекс  $s$  соответствует параметрам потока на внутренней границе УВ.

В качестве граничных условий на пластине применялись условия скольжения и скачка температуры [15]:

$$u_w = 1,252 \frac{2 - \alpha_u}{\alpha_u} \frac{1}{\text{Re}_L} \frac{\mu}{\sqrt{P\rho}} \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_w, \quad (2.2)$$

$$T = T_w + 2,5 \frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{\gamma}{(\gamma + 1)} \frac{1}{\text{Re}_L} \frac{1}{\text{Pr}} \frac{\mu}{\sqrt{P\rho}} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w.$$

В выражениях (2.2)  $\alpha_u$  — коэффициент скольжения;  $\alpha_T$  — коэффициент аккомодации; индекс  $w$  обозначает условия на стенке.

Для определения формы УВ  $y_s(x)$  использовалось интегральное условие сохранения расхода при переходе через УВ, которое запишем в размерном виде

$$\int_0^{y_s(x)} \rho_\infty U_\infty dy \Big|_{x=0} = \int_0^{y_s(x)} \rho U dy \Big|_x.$$

Угол наклона УВ  $\beta$  определяется из очевидного геометрического соотношения  $\text{tg } \beta = \frac{dy_s}{dx}$ . Следует заметить, что в расчетах вязкость аппроксимировалась зависимостью Сазерленда.

Для удобства расчетов в системе уравнений (2.1) были введены новая независимая переменная по нормали так, чтобы разностная сетка имела постоянное число шагов между телом и УВ (что снимает проблему прибавления точек сетки в нормальном направлении по мере того, как расчеты продолжают вниз по потоку от начального сечения), и новые зависимые переменные путем деления старых переменных на их локальные значения за УВ. Тогда уравнения количества движения и уравнение энергии записывались в стандартной для параболических уравнений форме и далее вместе с уравнением неразрывности и состояния решались маршевым методом по координате  $x$ .

Для полноты постановки задачи необходимо также иметь начальные условия. Анализ экспериментальных данных [5, 16] показал, что вблизи острой кромки вязкое течение охватывает всю область между поверхностью пластины и УВ. Поэтому в работе предполагается, что вблизи острой кромки пластины все течение за УВ описывается уравнениями пограничного слоя. Тогда систему уравнений ПВУС (2.1) можно свести к обыкновенным дифференциальным уравнениям, используя преобразование вида  $\xi = x$ ,  $\eta = y\sqrt{\text{Re}_L}/\sqrt{x}$ , характерное для течений в пограничном слое при равномерном внешнем потоке. Решения этих уравнений и берутся в качестве начальных условий для полных уравнений вязкого ударного слоя. Более подробно постановка задачи описана в [17].

Поскольку уравнения ПВУС аналогичны уравнениям сжимаемого пограничного слоя, то для их решения взята двухслойная неявная разностная схема с весами, использованная ранее авторами для решения уравнений пограничного слоя и подробно описанная в [18].

Расчеты проводились на разностной сетке с числом точек по нормали  $N = 160$ , шаг по координате  $x$  выбран 0,001. Коэффициенты скольжения и аккомодации взяты равными 0,8 [1].

**3. Обсуждение результатов.** С помощью описанной выше методики проведены многократные эксперименты по измерению плотности при обтекании плоской заостренной пластины. Полученные экспериментальные данные в виде зависимостей плотности от нормальной координаты

представлены точками на рис. 2, 3. Линии 1-4 (результаты расчетов) на рис. 2 соответствуют сечениям  $x = 0,12; 0,185; 0,22; 0,235$ , а на рис. 3 — сечениям  $x = 0,26; 0,33; 0,4; 0,81$  (треугольники относятся к нечетным номерам линий, квадратики — к четным).

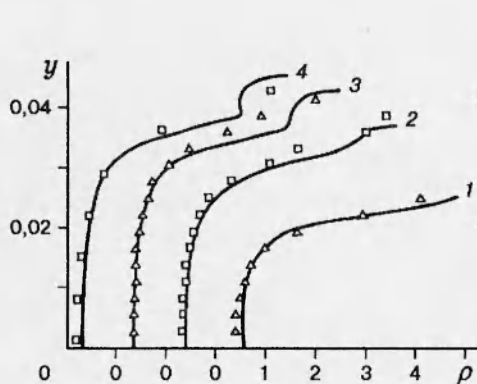


Рис. 2

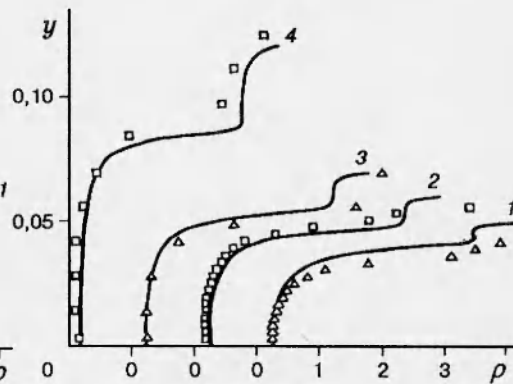


Рис. 3

Расчеты обтекания пластины с помощью модели вязкого ударного слоя были выполнены при приведенных выше условиях эксперимента. Как видно из рисунков, совпадение расчетных и экспериментальных данных практически во всей области удовлетворительное. Несколько большее расхождение вблизи УВ может быть объяснено, с одной стороны, тем, что в расчетную модель УВ заложена в виде разрыва. С другой стороны, погрешность экспериментальных значений плотности возрастает вблизи УВ вследствие рассеяния первичных электронов и увеличения протяженности вторичного свечения.

Из рис. 2, 3 видно, что характер профилей плотности во всех сечениях сохраняется. Значение плотности слабо изменяется вблизи поверхности пластины, а затем резко возрастает в несколько раз. Вблизи же УВ характер кривых меняется по мере нарастания толщины невязкой зоны.

На рис. 4 показаны положения максимального значения плотности по нормали (экспериментальные результаты — точки, расчетные — линия) в зависимости от координаты  $x$ . Поскольку максимум плотности наблюдается сразу за УВ, то его положение совпадает с положением УВ.

Угол наклона УВ в данном варианте расчета изменялся от  $11^\circ$  вблизи передней кромки пластины до  $6^\circ$  на задней кромке. Совпадение экспериментальных и расчетных данных удовлетворительное.

На рис. 5, 6 приведены профили скорости и температуры в сечениях  $x = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$  (кривые 1-5 соответственно). Обе функции значительно изменяются вдоль нормали в пограничном слое и практически постоянны в невязкой области. Из рисунков видно, что в первом сечении (т. е. вблизи передней кромки пластины) практически весь ударный слой следует считать вязким, а при удалении от передней кромки за УВ появля-

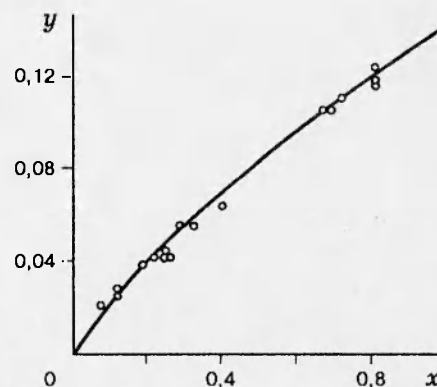


Рис. 4

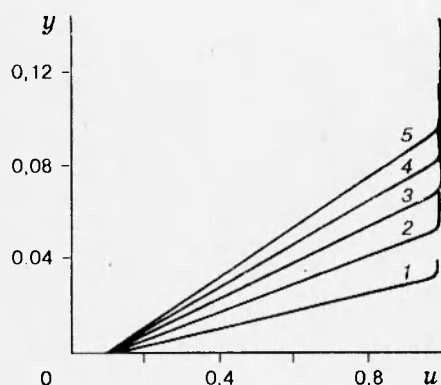


Рис. 5

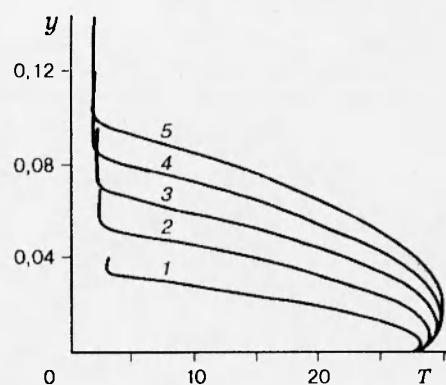


Рис. 6

ется зона невязкого потока и доля ударного слоя, занятая пограничным слоем, уменьшается.

Расчеты также показали, что давление вдоль нормали изменяется в пределах 15 % практически только в невязкой области. Этим объясняется значительное изменение здесь плотности при постоянстве температуры. Следует также заметить, что в данном варианте расчета давление вдоль пластины (т. е. от передней кромки до задней) уменьшилось в 5 раз.

Таким образом, разработана методика измерения плотности при гиперзвуковом обтекании плоской пластины, и создан алгоритм расчета течения за УВ. Совпадение полученных численных и измеренных значений плотности в потоке является серьезным аргументом в пользу правильности экспериментальных данных и приемлемости выбранной модели течения и созданного алгоритма.

Авторы выражают глубокую признательность М. И. Мучной за полезные обсуждения, Б. А. Сапогову и Ю. А. Сафронову — за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Lengrand J. C., Allegre A., Chpain A., Raffin M.** Rarefied hypersonic flow over a flat plate with a sharp leading edge: DSMC, Navier — Stokes and experimental results // Proc. of 8th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics. Vancouver, 1992.
2. **Metcalf S. C., Lillicrap D. C., Berry C. J.** A study of the effect of surface temperature on the shock-layer development over sharp-edged shapes in low-Reynolds-number high-speed flow // Rarefied Gas Dynamics / Ed. L. Trilling and H. Y. Wachman. 1969. V. 1. P. 619–634.
3. **Wada I.** Experimental study of low pressure hypersonic flow by using an electron beam densitometer // Rarefied Gas Dynamics / Ed. J. H. Leeuw. 1965. V. 1. P. 203–214.
4. **Harbour P. J., Lewis J. N.** Preliminary measurements of the hypersonic rarefied flow on a sharp flat plate using an electron beam probe // Rarefied Gas Dynamics / Ed. C. L. Brundin. 1967. V. 2. P. 1031–1046.
5. **McCroskey W. J., Bogdonoff S. M., McDougall J. G.** An experimental model for the sharp flat in rarefied hypersonic flow // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1966. Т. 4, №9. С. 98–108.
6. **Shorenstein M. L., Probstein R. F.** The hypersonic leading-edge problem // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1968. Т. 6, №10. С. 91–102.

7. Rudman S., Rubin S. G. Hypersonic viscous flow over slender bodies with sharp leading edges // Там же. С. 72–81.
8. Багаев Г. И., Друкер И. Г., Жак В. Д. и др. Гиперзвуковая азотная труба Т-327А // Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1972. С. 20.
9. Muntz E. P. Measurements of density by analysis of electron beam excited radiation // Methods of Experimental Physics. 1981. V. 18. P. 434–455.
10. Сухинин Г. И. О пространственном распределении параметров электронов диагностического электронного пучка // Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по динамике разреженного газа. Новосибирск, 1979. С. 79–81.
11. Beckwith I. E., Harvey W. D., Clark E. L. Comparison of turbulent boundary layer measurements at Mach number 19,5 with theory and an assessment of probe errors. Washington, 1971. (Report /NASA; TN-D-6192).
12. Davis R. T. Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equations // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1970. Т. 8, № 5. С. 3–13.
13. Вершинин И. В., Тирский Г. А., Утюжников С. В. Сверхзвуковое ламинарное обтекание наветренной части скользящих крыльев бесконечного размаха в широком диапазоне чисел Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 4. С. 40–44.
14. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим газом при наличии вдува // Науч. тр. Ин-та механики МГУ. 1975. № 39. С. 3–38.
15. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
16. Nagamatsu H. T., Sheer Jr. R. E., Shchmid J. R. Flow around the flat plate by the hypersonic flow of dilute gas at high temperatures // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. ARS J. 1961. Т. 31, № 7. С. 58–69.
17. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. Численное решение уравнений вязкого ударного слоя при гиперзвуковом обтекании пластины // Вычислительные технологии: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т вычислительных технологий. 1995. Т. 4, № 12. С. 61–69.
18. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. К расчету ламинарного пограничного слоя на плоской треугольной пластине со сверхзвуковыми передними кромками // Численные методы механики сплошной среды. 1982. Т. 13, № 1. С. 31–43.

*Поступила в редакцию 16/ХП 1994 г.*

---