

УДК 532.526

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

А. Н. Кудрявцев, С. Г. Миронов, Т. В. Поплавская,  
И. С. Цырюльников

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск  
E-mails: alex@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru, tsivan@ngs.ru

Проведено расчетно-экспериментальное исследование развития возмущений в гиперзвуковом вязком ударном слое на плоской пластине при его возбуждении акустическими волнами медленной моды. В экспериментах при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 21$  и числе Рейнольдса  $Re_L = 1,44 \cdot 10^5$  измерены поперечные профили средней плотности и числа Маха, спектры пульсаций плотности и скорости роста естественных возмущений. Путем решения уравнений Навье — Стокса с использованием схемы сквозного счета высокого порядка выполнено прямое численное моделирование распространения возмущений. Установлено, что расчетные и экспериментальные данные, характеризующие поле среднего течения, интенсивность пульсаций плотности и скорости их роста, хорошо согласуются. Обсуждаются возможные механизмы генерации и развития возмущений в ударном слое при гиперзвуковых скоростях.

Ключевые слова: уравнения Навье — Стокса, гиперзвуковой ударный слой, акустические возмущения.

**Введение.** При полете с большой скоростью и на больших высотах даже на значительном расстоянии от передних кромок летательного аппарата все пространство между поверхностью и головной ударной волной (УВ) является зоной вязкого течения, в которой образуется так называемый вязкий ударный слой. Так же как и пограничный слой, ламинарный ударный слой неустойчив, и развитие в нем возмущений обуславливает переход к турбулентному режиму течения. Однако механизмы развития возмущений в вязком ударном слое и в сверхзвуковых течениях при меньших числах Маха могут существенно различаться. При гиперзвуковых скоростях важную роль в развитии неустойчивости играет наличие множественных неустойчивых мод. Существенное влияние на характер развития неустойчивости могут оказывать также взаимодействие волн неустойчивости и УВ [1], значительная непараллельность течения, скольжение и скачок температуры на стенке. Кроме того, следует учитывать возможность возбуждения волн неустойчивости не только за счет обычного механизма восприимчивости, но и путем непосредственного усиления возмущений набегающего потока в УВ [2]. Наконец, в полетных условиях при высоких температурах торможения потока большое значение приобретают эффекты реального газа, способные существенно изменить характеристики устойчивости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 05-08-33436, 04-01-00474).

Перечисленные выше факторы приводят к тому, что достаточно большой объем экспериментальных измерений, результатов линейного анализа гидродинамической устойчивости (см. [3, 4]) и данных прямого численного моделирования [5, 6], накопленный в ходе длительных исследований ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя при умеренных гиперзвуковых значениях числа Маха ( $M_\infty = 5 \div 8$ ), не может быть экстраполирован на случай вязкого ударного слоя при очень больших числах Маха ( $M_\infty = 15 \div 25$ ). Между тем знание механизмов, управляющих развитием возмущений в вязком ударном слое, необходимо для создания эффективных методов прогнозирования и управления ламинарно-турбулентным переходом при гиперзвуковом обтекании тел. Это позволит существенно уменьшить силу сопротивления и тепловые нагрузки и создать технические предпосылки для производства экономичных гиперзвуковых летательных аппаратов.

В настоящее время имеются единичные экспериментальные измерения характеристик пульсаций в пограничном слое при больших значениях числа Маха [7–9], которые в силу их отрывочности и ограниченности полученных результатов трудно сопоставить с результатами линейной теории устойчивости и данными численного моделирования. В частности, в этих работах отсутствуют данные о волновых характеристиках возмущений и скорости их роста. В рамках асимптотического подхода проведен ряд исследований устойчивости пограничного слоя на пластине и клине при больших значениях чисел Маха и Рейнольдса [10, 11]. Однако исследованные режимы течения значительно отличаются от условий течения в вязком ударном слое. В последнее время методом прямого численного моделирования были исследованы восприимчивость и развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое при  $M_\infty = 15$  [12, 13], но большие значения числа Рейнольдса препятствовали формированию вязкого ударного слоя, поэтому фактически моделировался развитый пограничный слой.

В данной работе проведено расчетно-экспериментальное исследование обтекания пластины под нулевым углом атаки гиперзвуковым потоком при  $M_\infty = 21$  в случае, когда на всей длине пластины реализуется режим вязкого ударного слоя. Среднее течение и пульсационные характеристики рассчитывались методом прямого численного моделирования, особенности возникновения и развития возмущений в вязком ударном слое изучались путем сопоставления расчетных данных с результатами экспериментальных измерений.

В проведенных экспериментах возбуждение волн неустойчивости происходило под действием естественных возмущений, присутствующих в рабочей части аэродинамической трубы. Основным источником возмущений является неустойчивый пограничный слой на стенках сопла. Как показано в [14], сверхзвуковой пограничный слой излучает в основном медленные акустические волны. В гиперзвуковом потоке в рабочей части аэродинамической трубы следует ожидать преобладания слабонаклоненных волн, поскольку разброс по направлениям распространения здесь ограничен малым значением угла конуса Маха. Исходя из этого при численном моделировании авторы данной работы ограничились анализом двумерной задачи о взаимодействии вязкого ударного слоя с акустическими волнами медленной моды, распространяющимися под нулевым углом к набегающему потоку.

**Экспериментальные условия, аппаратура и методы измерений.** Эксперименты были выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Института теоретической и прикладной механики СО РАН. В качестве модели использовалась пластина трапециевидной формы длиной  $L^* = 240$  мм и толщиной 8 мм с острой передней кромкой (радиус закругления 0,1 мм). Ширина передней кромки составляла 100 мм, задней — 80 мм. Угол клина передней кромки пластины равен  $7^\circ$ . Боковые края пластины были скошены под углом  $20^\circ$ . Пластина устанавливалась под нулевым углом атаки. В ходе эксперимента температура поверхности слабо менялась и составляла примерно 300 К.

Эксперименты проводились при следующих параметрах потока: число Маха  $M_\infty = 21$ , единичное число Рейнольдса  $Re_{1\infty} = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ , температура торможения  $T_0^* = 1200 \text{ К}$ . Температурный фактор поверхности модели  $T_w^*/T_0^* = 0,25$ . Из-за расширения потока в рабочей камере трубы значение числа Маха во внешнем потоке увеличивалось в конце пластины на единицу.

В нескольких точках вдоль осевой линии пластины (координата  $x$ ) трубкой Пито по нормали к поверхности (координата  $y$ ) измерялись распределения давления за прямым скачком для получения профилей числа Маха в ударном слое. Размер приемного отверстия трубки Пито составлял 0,5 мм. Давление регистрировалось дифференциальным пьезоманометром ТДМ4-ИВ1, показания которого были прокалиброваны по водяному U-образному манометру. Влияние разреженности и вязкости потока на измерения давления трубкой Пито оценивались по данным работы [15]. Для условий экспериментов ошибка измерения составляла менее 5 % во всем течении, кроме области вблизи поверхности модели, толщина которой составляла 20 % толщины ударного слоя.

Для определения профилей числа Маха необходимо также знать распределение статического давления поперек ударного слоя. Статическое давление во внешнем потоке определялось по параметрам торможения. Зависимость угла наклона УВ от продольной координаты была найдена по измеренным положениям УВ. Статическое давление за УВ вычислялось по соотношениям на ударной адиабате за головным скачком уплотнения с учетом угла наклона УВ к потоку и по статическому давлению во внешнем потоке. Так как статическое давление в вязком ударном слое поперек слоя непостоянно, то выбиралось его значение, пропорциональное значению давления, полученному при расчете среднего течения.

Методом электронно-пучковой флюоресценции [16] вдоль осевой линии пластины по нормали к поверхности проводились измерения средней плотности и амплитуды естественных (неконтролируемых) пульсаций плотности. Поток диагностировался электронным пучком (энергия электронов 14 кэВ, сила тока в пучке 0,5 мА, диаметр пучка 1 мм в отсутствие потока в рабочей камере аэродинамической трубы). Процедура восстановления средней плотности и поля пульсаций плотности по сигналу флюоресценции описана в [16]. Измерения пульсаций проводились в диапазоне частот  $1 \div 50 \text{ кГц}$ . При измерении пульсаций плотности для снижения уровня статистического шума распределения пульсаций в ударном слое и скорости роста возмущений осреднялись в октавных диапазонах частот с центром на частотах  $f^* = 2,8; 4,8; 9,6; 19,2; 38,4 \text{ кГц}$ . Скорость роста возмущений плотности в ударном слое  $\alpha_i$  вычислялась вдоль линии максимума измеренных пульсаций в каждом частотном диапазоне по соотношению  $\alpha_i = -0,5d[\ln(\rho'/\rho_\infty)]/dR$ . Здесь  $\rho'$ ,  $\rho_\infty$  — пульсации плотности в ударном слое и средняя плотность во внешнем потоке соответственно;  $R = \sqrt{Re_{x\infty}}$ ;  $Re_{x\infty} = \rho_\infty^* U_\infty^* x^* / \mu_\infty^*$  — локальное число Рейнольдса, определяемое по параметрам внешнего потока и расстоянию от носика пластины. Линия максимума пульсаций плотности обычно расположена вблизи УВ. Как показано ниже, это обусловлено колебаниями УВ под действием возмущений набегающего потока.

**Численный метод.** В данной работе моделируется развитие двумерных возмущений, которые при больших значениях числа Маха, имевших место в рассматриваемых экспериментах, по-видимому, являются наиболее неустойчивыми. Решаются уравнения Навье — Стокса, записанные в виде системы уравнений законов сохранения:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{M_\infty}{Re_\infty} \left( \frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} \right). \quad (1)$$

Здесь векторы консервативных переменных  $Q$ , невязких потоков  $F$ ,  $G$  и вязких пото-

ков  $F^v$ ,  $G^v$  равны соответственно

$$\begin{aligned}
 Q &= \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, & F &= \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix}, & G &= \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{pmatrix}, \\
 F^v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \varkappa \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, & G^v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \varkappa \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}, & (2) \\
 \tau_{xx} &= \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), & \tau_{xy} &= \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), & \tau_{yy} &= \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right).
 \end{aligned}$$

Система уравнений замыкается уравнением состояния совершенного газа

$$p = \rho T / \gamma. \quad (3)$$

В (1)–(3)  $u$ ,  $v$  — компоненты вектора скорости вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $T$  — температура;  $e = p/(\gamma - 1) + \rho(u^2 + v^2)/2$  — полная энергия на единицу объема;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей;  $\mu$  — динамическая вязкость (зависимость вязкости от температуры аппроксимировалась по формуле Сазерленда  $\mu = T^{1,5}(1 + C/T_\infty^*)/(T + C/T_\infty^*)$ , для азота  $C = 106,67$  К);  $\varkappa = \mu/[(\gamma - 1) \text{Pr}]$  — теплопроводность;  $\text{Re}_L = \rho_\infty^* U_\infty^* L^* / \mu_\infty^*$  — число Рейнольдса, вычисляемое по параметрам набегающего потока (индекс “ $\infty$ ”) и длине пластины  $L^*$ ;  $\text{M}_\infty$ ,  $U_\infty$  — число Маха и скорость набегающего потока;  $\text{Pr}$  — число Прандтля; индекс “\*” соответствует размерным величинам. В данной работе  $\text{Re}_L = 1,44 \cdot 10^5$ .

При записи уравнений в безразмерном виде плотность, температура и вязкость отнесены к их значениям в набегающем потоке, компоненты скорости — к скорости звука  $c_\infty^*$ , давление — к величине  $\rho_\infty^* c_\infty^{*2}$ , геометрические размеры — к длине пластины  $L^*$ .

Алгоритм, используемый для прямого численного моделирования развития возмущений в гиперзвуковом ударном слое, должен удовлетворять двум условиям: 1) обеспечивать надежный, без численных осцилляций, сквозной расчет сильных ударных волн; 2) обладать высокой точностью при моделировании распространения волновых возмущений. Широко используемые в вычислительной аэродинамике схемы TVD недостаточно соответствуют второму требованию, поскольку их порядок аппроксимации уменьшается до первого на каждом гладком экстремуме решения. Как следствие в решение вносится большая численная вязкость, что может привести к нефизическому затуханию возмущений.

В данной работе для вычисления конвективных потоков используется схема MP5 (monotonicity-preserving, 5th-order), предложенная в работе [17]. Потоки на гранях между ячейками вычисляются с помощью кусочно-полиномиальной реконструкции четвертого порядка, в результате схема имеет пятый порядок аппроксимации на гладких решениях. Вблизи разрывов реконструированные значения потоков ограничиваются, так чтобы решение сохраняло монотонность, при этом схема обладает встроенным анализатором, позволяющим отличать разрывы решения от гладких экстремумов. Реконструкция проводится в локальных характеристических переменных; перед реконструкцией характеристические потоки расщепляются на положительную и отрицательную части, для чего в данной работе используется так называемое глобальное расщепление Лакса — Фридрикса.

Диффузионные члены в (1) аппроксимируются конечными разностями четвертого порядка на шаблоне, содержащем  $5 \times 5$  ячеек [18]. Интегрирование по времени осуществляется с помощью явной схемы Рунге — Кутты третьего порядка точности (RK TVD-3), сохраняющей монотонность решения.

Расчетная область представляет собой прямоугольник, часть нижней стороны которого совпадает с поверхностью пластины. Левая (входная) граница расположена на расстоянии нескольких расчетных ячеек вверх по потоку от передней кромки пластины, высота расчетной области выбирается таким образом, чтобы идущая с передней кромки головная УВ не взаимодействовала с верхней границей. Правая (выходная) граница отодвинута от задней кромки пластины до сечения  $x = 1,042$ , чтобы течение в выходном сечении было полностью сверхзвуковым.

Сначала выполнялся расчет стационарного течения, при этом на левой и верхней границах задавался равномерный гиперзвуковой поток, направленный вдоль оси  $x$ . На правой границе решение экстраполировалось изнутри расчетной области. Поскольку влияние разреженности в рассматриваемой задаче значительно (продольная скорость  $u$  на поверхности пластины на порядок меньше скорости набегающего потока), в граничных условиях на пластине учитывались скольжение и скачок температуры:

$$u = \frac{2 - a_u \alpha_u}{\alpha_u} \lambda \frac{\partial u}{\partial y}, \quad T - T_w = \frac{2 - a_e \alpha_e}{2\alpha_e} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\lambda}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{при } y = 0, \quad 0 < x < L. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda = \sqrt{\pi/2} \mu / \sqrt{p\rho}$  — длина свободного пробега молекул;  $\alpha_u, \alpha_e$  — коэффициенты аккомодации импульса и энергии, принятые равными единице;  $a_u = 0,858, a_e = 0,827$  — коэффициенты, значения которых получены из приближенного решения уравнения Больцмана в слое Кнудсена [19]. Условия скольжения (4) использовались ранее, в частности, при численном моделировании гиперзвукового обтекания полого цилиндра с “юбкой”; полученные результаты хорошо согласуются с данными прямого статистического моделирования. Граничные условия на пластине дополнены условием непротекания  $v = 0$  для вертикальной компоненты скорости и условием  $\partial p / \partial y = 0$  для давления. На остальной части нижней границы задавались условия симметрии.

При численной реализации граничных условий использовались расположенные вне расчетной области фиктивные ячейки.

Расчетная сетка была равномерной и включала  $1050 \times 240$  ячеек. Вычислительная программа была распараллелена с помощью библиотеки MPI для проведения расчетов на многопроцессорных компьютерах. В расчетах использовалось до 10 процессоров Сибирского суперкомпьютерного центра.

Расчитанное среднее течение сравнивалось с экспериментальными данными. На рис. 1, *a–в* показаны расчетные (сплошные кривые) и полученные в эксперименте (точки) профили средней плотности в сечениях  $x = 0,229; 0,313; 0,646$ . На рис. 1, *г–е* в тех же сечениях представлены расчетные и экспериментальные распределения числа Маха. На рис. 1 видно, что результаты расчета и измерений в целом хорошо согласуются. Некоторое различие данных для средней плотности обусловлено существенным расширением диагностического электронного пучка при столкновении электронов с молекулами в областях с высокой плотностью и сглаживанием реального профиля плотности. В целом численный алгоритм адекватно описывает среднее течение в ударном слое.

После того как было найдено стационарное решение задачи обтекания плоской пластины, решалась задача о взаимодействии вязкого ударного слоя с внешними возмущениями. Переменные на левой границе задавались в виде суперпозиции стационарного основного

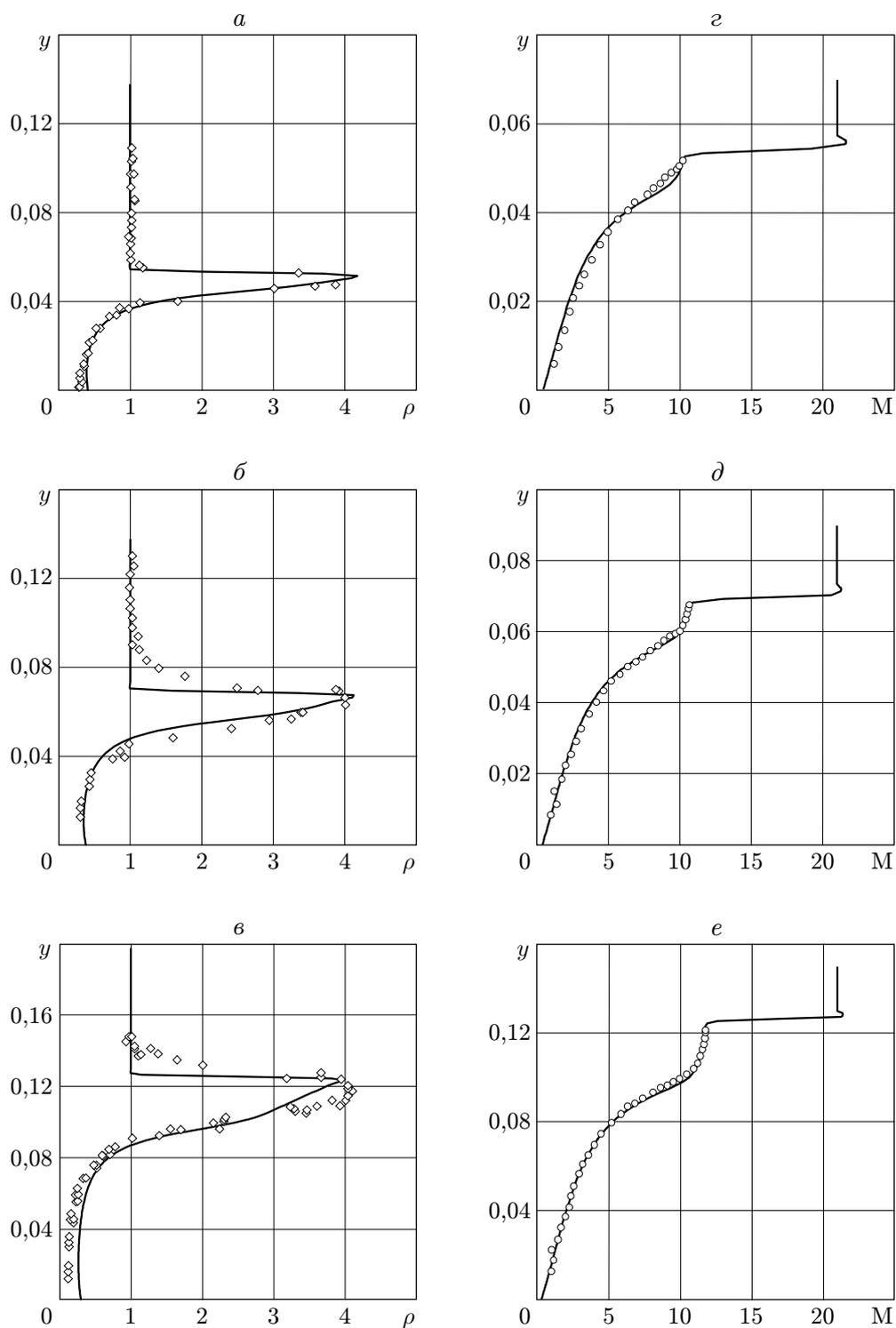


Рис. 1. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) профили средней плотности (*a*–*в*) и распределения чисел Маха (*г*–*е*) в различных сечениях:  
*a, г* —  $x = 0,229$ ; *б, д* —  $x = 0,313$ ; *в, е* —  $x = 0,646$

течения и плоской монохроматической акустической волны медленной моды:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ p' \\ \rho' \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} -\cos \theta \\ \sin \theta \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \exp [i(k_x x + k_y y - \omega t)].$$

Здесь  $\theta$ ,  $A$  — угол падения акустической волны (в данной работе  $\theta = 0$ ) и ее амплитуда;  $k_x = k \cos \theta$ ,  $k_y = -k \sin \theta$  — компоненты волнового вектора, связанного с безразмерной частотой  $\omega = 2\pi f^* L^* / c_\infty^*$  дисперсионным соотношением  $k = \omega / (M_\infty \cos \theta - 1)$ . Возмущения температуры на поверхности пластины полагались равными нулю ( $T'|_{y=0} = 0$ ) в силу значительной тепловой инерции пластины, так что температура стенки была равна температуре пластины, полученной ранее при решении стационарной задачи. После введения акустических возмущений уравнения Навье — Стокса интегрировались до момента выхода нестационарного решения на установившийся периодический режим.

Проведены расчеты с амплитудами внешних акустических возмущений  $A = 0,0028 \div 0,04$  ( $A = 0,04$  соответствует максимальной величине относительных, суммарных по спектру пульсаций плотности, измеренных в свободном потоке). Оказалось, что в пределах указанного диапазона амплитуда возмущений, генерируемых в ударном слое, линейно зависит от  $A$ . Ниже приводятся данные расчетов, проведенных при  $A = 0,028$ .

**Сравнение экспериментальных и расчетных данных.** На рис. 2,а для частоты  $f^* = 38,4$  кГц (что соответствует безразмерной частоте  $\omega = 810,25$ ) приведено поле пульсаций плотности в ударном слое для некоторого момента времени. Светлые области соответствуют уменьшению плотности, темные — увеличению. Видно, что наиболее интенсивные возмущения плотности наблюдаются на УВ и верхней границе вязкого пограничного слоя. При этом максимум пульсаций на границе пограничного слоя в несколько раз меньше амплитуды пульсаций плотности на УВ. Изменения плотности в этих областях находятся в противофазе. Для той же частоты на рис. 2,б в плоскости  $(x, y)$  приведено поле возмущений завихренности. Светлые и темные области соответствуют разнонаправленным векторам возмущений завихренности. Видно, что в ударном слое существуют вращающиеся в противоположных направлениях вихри, занимающие область между УВ и верхней границей пограничного слоя. При этом центры вихрей расположены на границе темных и светлых областей (рис. 2,а).

Расчетные распределения пульсаций плотности поперек ударного слоя хорошо согласуются с результатами экспериментов. На рис. 3 сплошной кривой показан расчетный поперечный профиль модуля пульсаций плотности в сечении  $x = 0,63$ , на котором четко видны два максимума. Экспериментальные данные получены по профилю сигнала флюоресценции азота с использованием деконволюции методом Фурье для треугольной аппаратной функции с шириной у основания, равной максимальному диаметру рассеянного газом электронного пучка (4 мм). Затем пульсации плотности восстанавливались по методике, предложенной в [16]. Видно, что результаты расчетов и экспериментальные данные качественно согласуются, хотя в восстановленном распределении имеют место артефакты деконволюции в виде дополнительных пиков. Высокий статистический шум сигнала пульсаций не позволяет использовать описанную процедуру для получения количественных данных о распределении пульсаций поперек ударного слоя и вычислить скорость роста возмущений отдельно для каждой области распространения возмущений.

На рис. 4 для центральной частоты полосы  $f^* = 38,4$  кГц приведены нормированные на максимум экспериментальные значения амплитуд пульсаций плотности вдоль пластины (точки) и модули максимальных значений пульсаций плотности на ударной волне, полученных в расчете (сплошная кривая). Кривая получена путем осреднения расчетных

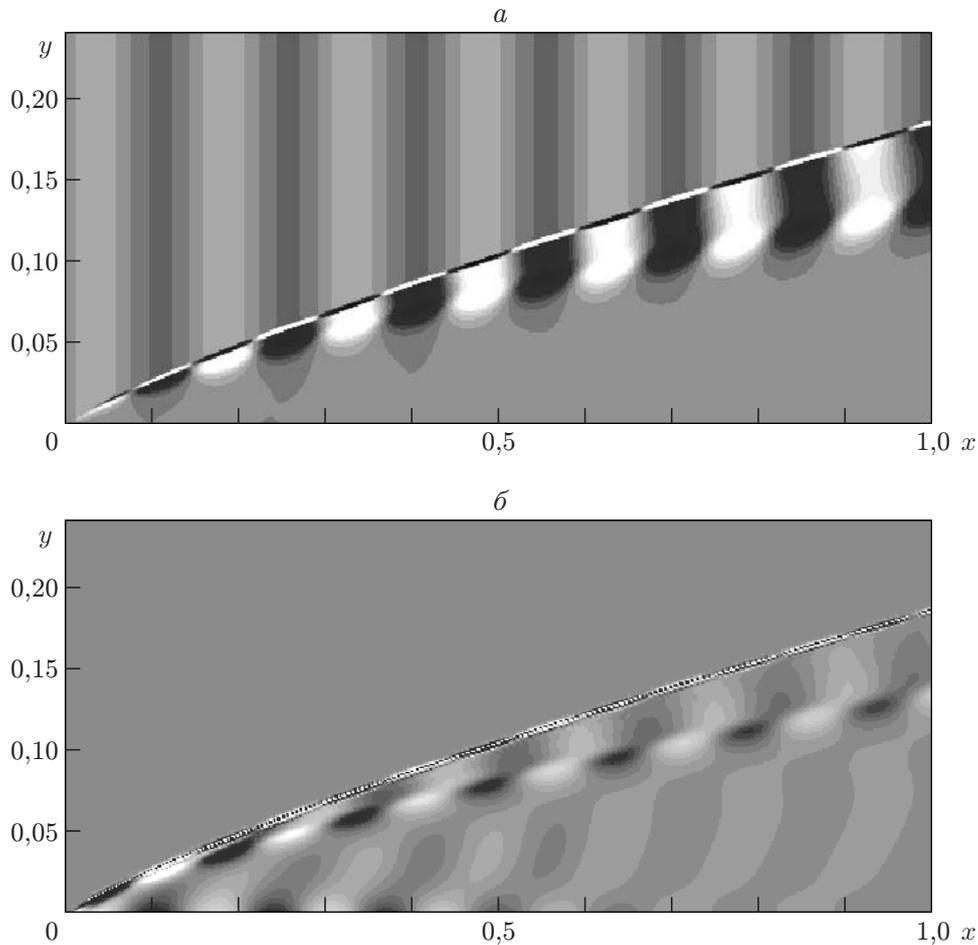


Рис. 2. Изолинии амплитуд пульсаций плотности в ударном слое (а) и поля пульсаций завихренности (б) при  $f^* = 38,4$  кГц

данных для нескольких моментов времени и в соответствующей октавной полосе частот с учетом измеренного распределения интенсивности пульсаций плотности по спектру частот. Видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются.

На рис. 5 приведены экспериментальные и расчетные зависимости скорости роста возмущений плотности на УВ от продольной координаты. Точки 1–3 соответствуют экспериментальным зависимостям скорости роста возмущений для октавной полосы с центральной частотой  $f^* = 9,6; 19,2; 38,4$  кГц ( $\omega = 202,6; 405,0; 810,25$  соответственно), кривые 1–3 — расчетным зависимостям для соответствующих частот медленных акустических возмущений внешнего потока. Расчетные зависимости также были осреднены в октавной полосе частот. Видно, что при  $x > 0,5$  расчетные и экспериментальные зависимости скорости роста возмущений на УВ от координаты  $x$  хорошо согласуются.

На рис. 6 показаны полученные в численных расчетах распределения градиента средней плотности (кривая 1 приведена только до УВ вследствие большого градиента средней плотности на скачке) и пульсаций плотности (кривая 2) в сечении  $x = 0,63$ . Видно, что максимумы пульсаций совпадают с максимумами градиента распределения плотности. Это позволяет предположить, что пульсации плотности обусловлены нормальными к поверхности пластины колебаниями поля среднего течения в ударном слое, вызываемыми вихрями (см. рис. 2, б), и колебаниями УВ, осциллирующей вследствие воздействия пада-

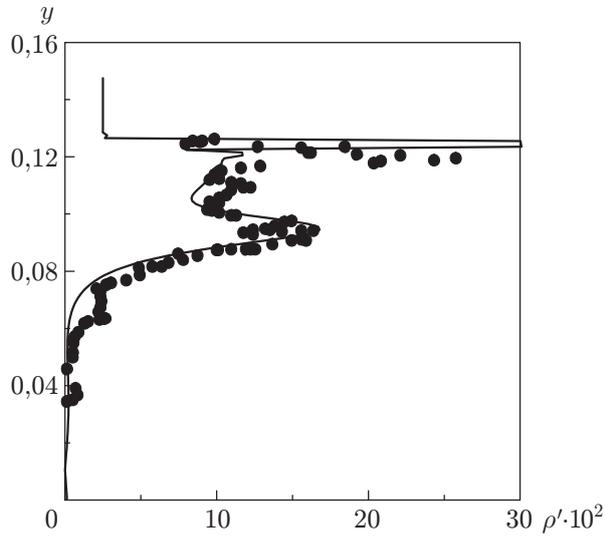


Рис. 3

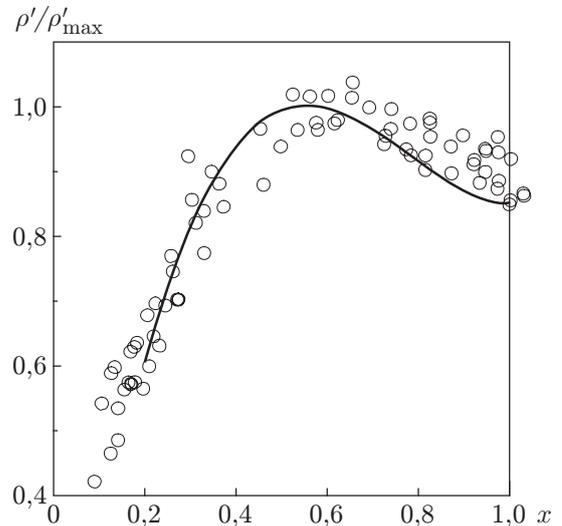


Рис. 4

Рис. 3. Профиль пульсаций модуля плотности в сечении  $x = 0,63$  при  $f^* = 38,4$  кГц:

сплошная линия — результаты расчета; точки — экспериментальные данные

Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошная кривая) распределения амплитуд пульсаций плотности вдоль пластины при  $f^* = 38,4$  кГц

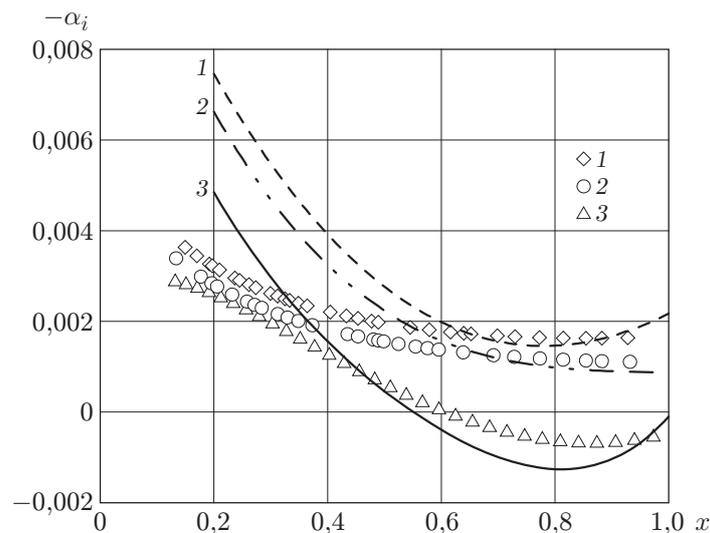


Рис. 5. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости скорости роста возмущений плотности на УВ от продольной координаты:

1 —  $f^* = 9,6$  кГц; 2 —  $f^* = 19,2$  кГц; 3 —  $f^* = 38,4$  кГц

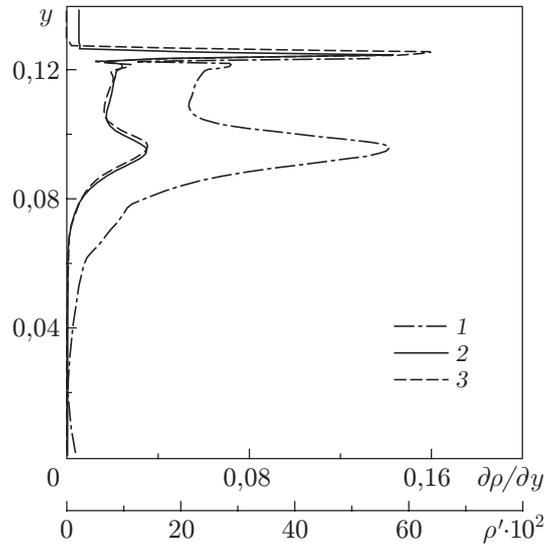


Рис. 6. Расчетные распределения градиента средней плотности (1), пульсаций плотности (2) и распределение модельных пульсаций плотности (3) в сечении  $x = 0,63$

ющей акустической волны. На рис. 6 показано также распределение пульсаций плотности, полученное при малых колебаниях расчетного среднего профиля плотности по нормали к поверхности (кривая 3). При этом полагалось, что амплитуда пульсаций нормальной скорости пропорциональна значению средней нормальной скорости. Это допущение естественным образом позволяет определить максимальные пульсации скорости на УВ и нулевые пульсации скорости на поверхности модели. На рис. 6 кривые 2 и 3 хорошо согласуются, что подтверждает сделанное предположение. Эта модель объясняет также фазовый сдвиг на  $180^\circ$  между пульсациями на верхней границе пограничного слоя и УВ и большое различие их амплитуд.

Следует отметить, что два максимума возмущений плотности с фазовым сдвигом на  $180^\circ$  наблюдались также в гиперзвуковом следовом течении [20] и в ударном слое на поверхности сжатия [21] при введении периодических контролируемых возмущений. В [20, 21] показано также, что более интенсивные пульсации плотности соответствуют положению УВ, а менее интенсивные пульсации расположены на верхней границе пограничного слоя (или на верхней границе сдвигового слоя в случае следового течения).

Представляет интерес сравнение полученных данных с известной линейной теорией взаимодействия возмущений с УВ [2]. В соответствии с этой теорией акустическое возмущение может пройти через УВ только в диапазоне углов распространения внешних возмущений, ограниченном критическими углами. Согласно данным измерений и расчетов в рассматриваемом случае угол наклона УВ  $\theta_s$  меняется от  $16^\circ$  вблизи передней кромки пластины до  $7,5^\circ$  в конце пластины. На рис. 7 представлены зависимости критических углов распространения медленных акустических волн в свободном гиперзвуковом потоке от угла  $\theta_s$  при  $M_\infty = 21$  (кривые 1, 3). Акустические возмущения пройдут за УВ только в том случае, если угол их распространения  $\theta$  находится ниже кривой 1, соответствующей прошедшим возмущениям быстрой моды, или выше кривой 3, соответствующей прошедшим возмущениям медленной моды, при заданном значении  $\theta_s$ . Видно, что для нулевого угла распространения (линия 2) и для всех углов наклона УВ, наблюдаемых в эксперименте, акустические возмущения за УВ не проходят. Таким образом, в исследованном диапазоне

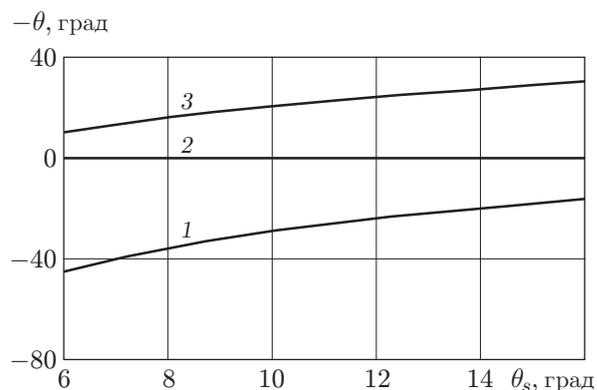


Рис. 7. Зависимости критических углов распространения медленных акустических волн в свободном потоке  $\theta$  от угла наклона УВ к оси потока  $\theta_s$ :

1 — критический угол возникновения быстрых акустических волн за УВ; 2 —  $\theta = 0$ ;  
3 — критический угол возникновения медленных акустических волн за УВ

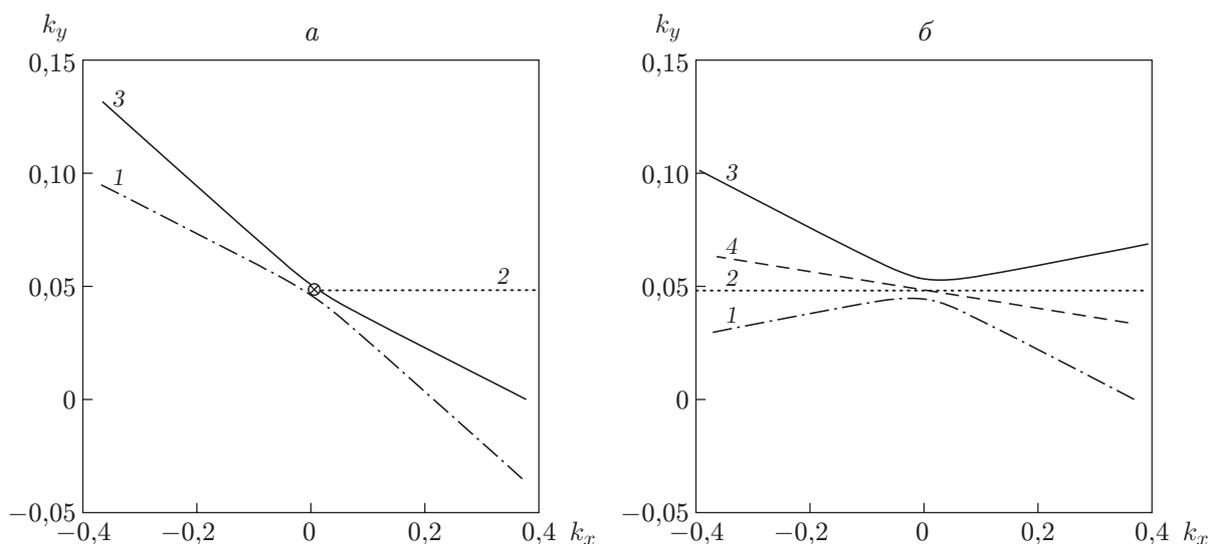


Рис. 8. Волновые диаграммы перед (а) и за (б) УВ:

1 — быстрая акустическая волна; 2 —  $k_y = \text{const}$ ; 3 — медленная акустическая волна;  
4 — энтропийно-вихревая волна

углов  $\theta_s$  при взаимодействии медленных акустических волн с УВ в пространстве за ней могут распространяться только возмущения энтропийно-вихревой моды. Акустические волны должны экспоненциально затухать за фронтом УВ.

На рис. 8 представлены волновые диаграммы для случая взаимодействия акустических волн с различными углами падения на УВ. Угол  $\theta_s$  относительно направления потока принят равным  $10^\circ$ . Используется декартова система координат, в которой УВ направлена вдоль оси  $y$ . На рис. 8,а приведены кривые для медленных (кривая 3) и быстрых (кривая 1) акустических волн в свободном гиперзвуковом потоке при  $M_\infty = 21$ . Точка на кривой 3 соответствует нулевому углу падения акустической волны. На рис. 8,б показаны аналогичные кривые для прошедших за УВ медленных и быстрых акустических волн (кривые 3, 1) и энтропийно-вихревых возмущений (линия 4). При линейном взаимодействии плоских волн со скачком уплотнения  $y$ -компонента волнового вектора для прошедших волн сохраняется. Это позволяет найти волновой вектор возмущений, прошедших через скачок

уплотнения [2]. На рис. 8,б видно, что линия 2 ( $k_y = \text{const}$ ) не пересекает кривые 1 и 3, поэтому условие существования акустических волн за скачком уплотнения не выполняется. Волновые диаграммы для других углов наклона УВ, наблюдаемых в эксперименте, аналогичны приведенным на рис. 8. В то же время линии 2 и 4 пересекаются всегда, и энтропийно-вихревые возмущения возникают за УВ при любых углах  $\theta_s$ .

Рассчитанные по линейной теории прохождения акустических волн через УВ длины волн вихревых возмущений близки к размерам вихрей, полученным по данным прямого численного моделирования (см. рис. 2,б).

Таким образом, в области между ударной волной и верхней границей пограничного слоя доминирует энтропийно-вихревая мода. Вихревые возмущения вызывают нормальные к поверхности колебания среднего течения в ударном слое, которые, в свою очередь, порождают наблюдаемые в расчете и эксперименте пульсации плотности. Следует отметить, что при умеренных гиперзвуковых значениях числа Маха преобладание энтропийно-вихревой моды нехарактерно для пограничного слоя, в котором преимущественно развивается акустическая мода неустойчивости [3, 4], и, возможно, объясняется характерным для данной задачи механизмом возбуждения возмущений при колебаниях УВ.

**Заключение.** Трубкой Пито и методом электронно-пучковой флюоресценции в ударном слое на плоской термостатированной пластине измерены значения числа Маха, средней плотности и скорости роста пульсаций плотности.

Для условий эксперимента методом прямого численного моделирования на основе уравнений Навье — Стокса впервые получено поле возмущений потока при взаимодействии внешних медленных акустических волн с ударным слоем на плоской пластине.

Экспериментальные и расчетные данные по средним и пульсационным характеристикам хорошо согласуются.

Путем прямого численного моделирования показано существование двух областей с максимальными пульсациями плотности: на УВ (с большей амплитудой) и верхней границе пограничного слоя (с меньшей амплитудой), фазы которых сдвинуты на  $180^\circ$ . Наличие областей, в которых пульсации плотности максимальны, подтверждено измерениями электронным пучком. Наличие пульсаций плотности с такими свойствами ранее обнаружено в течениях типа вязкого ударного слоя, в частности в следе и на поверхности сжатия.

В рамках известной линейной теории взаимодействия падающих акустических волн со скачком уплотнения показано, что при взаимодействии внешних медленных акустических волн с головной УВ в вязком ударном слое на плоской пластине генерируется только энтропийно-вихревая мода.

Предложена модель, позволяющая связать пульсации плотности в ударном слое, возникающие под действием вихревых возмущений, с распределениями средней плотности и средней нормальной скорости.

Авторы выражают благодарность А. А. Маслову за поддержку данной работы и полезные обсуждения полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Chang C. L., Malik M. F., Hussaini M. Y.** Effect of shock on the stability of hypersonic boundary layers. Reno, NV, 1990. (Paper / AIAA; N 90-1448).
2. **McKenzie J. F., Westphal K. O.** Interaction of linear waves with oblique shock waves // Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 2350–2362.
3. **Stetson K. F., Kimmel R. L.** On hypersonic boundary-layer stability. Reno, NV, 1992. (Paper / AIAA; N 92-0737).

4. **Reed H. L., Saric W. S.** Linear stability theory applied to boundary layers // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1996. V. 28. P. 389–428.
5. **Ma Y., Zhong X.** Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Pt 2. Receptivity to freestream sound // *J. Fluid Mech.* 2003. V. 488. P. 79–121.
6. **Егоров И. В., Судаков В. Г., Федоров А. В.** Численное моделирование распространения возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2004. № 6. С. 33–44.
7. **Fisher M. C., Maddalon D. V., Weinstein L. M., Wagner R. D. (Jr.)** Boundary-layer pitot and hot-wire surveys at  $M_\infty \approx 20$  // *AIAA J.* 1971. V. 9, N 5. P. 826–834.
8. **Kemp J. H., Owen F. K.** Nozzle wall boundary layer at Mach numbers 20 to 47 // *AIAA J.* 1972. V. 10, N 7. P. 872–879.
9. **Smith J. A., Driscoll J. F.** The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // *J. Fluid Mech.* 1975. V. 72, N 4. P. 695–719.
10. **Cowley S. J., Hall Ph.** On the instability of hypersonic flow past a wedge // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 214. P. 17–42.
11. **Blackaby N. D., Cowley S. J., Hall Ph.** On the instability of hypersonic flow past a flat plate // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 247. P. 369–416.
12. **Whang C. W., Zhong X.** Nonlinear interaction of Goertler and second shear modes in hypersonic boundary layers. Reno, NV, 2000. (Paper / AIAA; N 2000-0536).
13. **Zhong X.** Leading-edge receptivity to free-stream disturbances waves for hypersonic flow over a parabola // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 441. P. 315–367.
14. **Laufer J.** Some statistical properties of the pressure field radiated by a turbulent boundary layer // *Phys. Fluids.* 1964. V. 7, N 8. P. 1191–1197.
15. **Roger K. W., Wainwright G. B., Touryan K. J.** Impact and static pressure measurements in high speed flows with transitional Knudsen numbers // *Rarefied gas dynamics.* N. Y.; L.: Acad. Press, 1966. V. 2. P. 151–174.
16. **Mironov S. G., Maslov A. A.** An experimental study of density waves in hypersonic shock layer on a flat plate // *Phys. Fluids. A.* 2000. V. 12, N 6. P. 1544–1553.
17. **Suresh A., Huynh H. T.** Accurate monotonicity-preserving schemes with Runge — Kutta stepping // *J. Comput. Phys.* 1997. V. 136, pt 1. P. 83–99.
18. **Kudryavtsev A. N., Khotyanovsky D. V.** Numerical simulation of compressible shear layer development with weighted ENO schemes // *Computational fluid dynamics'98: Proc. of the 4th ECCOMAS CFD conf., Athens, Greece, 7–11 Sept. 1998.* Chichester: J. Wiley and Sons, 1998. V. 1, pt 2. P. 900–905.
19. **Коган М. Н.** Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1974.
20. **Maslov A. A., Mironov S. G., Aniskin V. M.** Hypersonic shear layer stability experiments // *J. Spacecraft Rockets.* 2005. V. 42, N 6. P. 999–1004.
21. **Анискин В. М., Миронов С. Г.** Развитие контролируемых возмущений в ударном слое на поверхности сжатия // *ПМТФ.* 2003. Т. 44, № 5. С. 30–38.

*Поступила в редакцию 27/X 2005 г.,  
в окончательном варианте — 20/XI 2005 г.*