

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ГИПЕРЗВУКОВОМ УДАРНОМ СЛОЕ НА ПЛАСТИНЕ

С. Г. Миронов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Методом электронно-пучковой флюоресценции проведено экспериментальное исследование характеристик бегущих возмущений плотности в гиперзвуковом ударном слое на плоской пластине для числа Маха $M_\infty = 21$ и единичного числа Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$. Возмущения создавались при взаимодействии ударного слоя за кососрезанным газодинамическим свистком с передней кромкой пластины. Рассмотрены случаи нестационарного и квазистационарного взаимодействия. В обоих случаях создавались вихревые возмущения конечной амплитуды. Выполнены измерения на основной частоте $F = 0,6 \cdot 10^{-4}$ и гармонике; получены продольные фазовые скорости, инкременты возмущений и углы распространения волн. Результаты измерений сопоставлены с некоторыми экспериментальными данными для дозвуковых течений, отдельными результатами линейной теории устойчивости сжимаемых потоков, а также результатами, полученными на основе простой модели нелинейной стадии развития возмущений в гиперзвуковом пограничном слое.

Экспериментальное изучение развития возмущений в пограничном слое при вихревом движении газа имеет большое значение для исследования устойчивости пограничного слоя на стреловидных крыльях и вогнутых поверхностях. Вторичная неустойчивость играет важную роль в процессе распада вихрей на нелинейной стадии их развития. Основные исследования в этом направлении выполнены для дозвуковых течений (см. обзор работ в [1]). В последнее время экспериментально изучается развитие естественных и искусственных возмущений потока на индуцированных в пограничном слое уединенных и периодических вихрях [2–5]. На основе полученных результатов предложена методика управления развитием вторичной неустойчивости с помощью нанесения на поверхность продольных выступов и канавок (риблет) [6]. Для сверх- и гиперзвуковых скоростей имеются лишь отдельные теоретические работы [7–10], посвященные развитию вторичной неустойчивости на вихрях Гёртлера. Данные о подобных экспериментальных исследованиях для больших чисел Маха в литературе отсутствуют.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования характеристик пульсаций плотности в гиперзвуковом ударном слое на пластине при нестационарных и квазистационарных вихревых возмущениях конечной амплитуды.

1. Экспериментальное оборудование и методики измерений. Эксперименты выполнены в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-327 Института теоретической и прикладной механики СО РАН для числа Маха $M_\infty = 21$ и единичного числа Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, вычисленного по параметрам набегающего потока. Давление торможения P_0 в форкамере сопла составляло 8 МПа, температура торможения $T_0 = 1100 \text{ К}$.

Характеристики пульсаций плотности измерялись в ударном слое на плоской пластине длиной 0,35 м и толщиной 0,008 м, представляющей собой трапецию с шириной передней

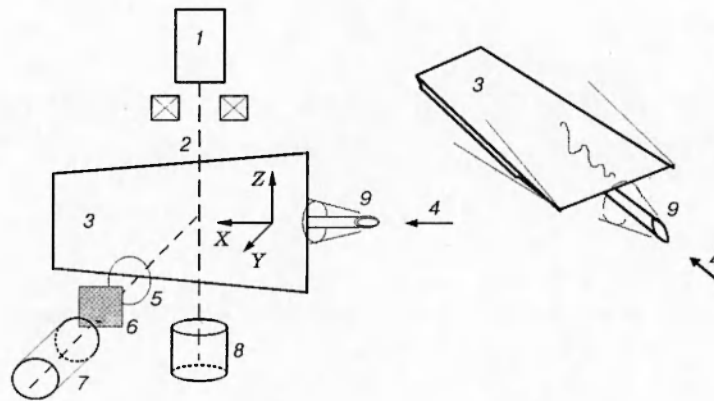


Рис. 1

кромки 0,1 м, задней кромки 0,08 м. Пластина выполнена из зачерненного алюминия. Угол клина передней кромки 7° , радиус закругления кромки около 0,05 мм. Боковые края пластины выполнены в виде клина с углом 20° .

Измерения проводились методом электронно-пучковой флюоресценции [11]. Схема измерений приведена на рис. 1. Диагностический электронный пучок 2 создавался электронной пушкой 1, имеющей магнитную систему управления положением пучка. Электронный пучок распространялся поперек гиперзвукового потока 4 параллельно плоскости пластины 3. Контроль тока пучка осуществлялся по величине тока на коллекторе электронов 8, расположенном вне потока. Оптическая система регистрации флюоресценции азота состояла из светосильного объектива 5, светофильтра 6 и фотоумножителя 7. Система координат (X , Y , Z) показана на рис. 1. Изменение положения точки измерения по продольной координате X производилось перемещением пластины вдоль оси потока в диапазоне $-5 \dots +210$ мм относительно передней кромки пластины, по поперечной координате Y — перемещением пластины поперек потока в диапазоне $-15 \dots +15$ мм относительно оси потока. Изменение положения точки измерения по трансверсальной координате Z производилось перемещением оптической системы регистрации флюоресценции вдоль оси электронного пучка в диапазоне $-20 \dots +50$ мм относительно оси симметрии пластины. Пространственное разрешение оптической системы по координатам X , Z составляло 2 мм, а по координате Y определялось размером свечения порядка 3 мм.

Возмущения в ударный слой пластины вводились при взаимодействии ее передней кромки с колеблющимся ударным слоем, возникающим при обтекании кососрезанного свистка 9 гиперзвуковым потоком (рис. 1). Как показано в [12], обтекание свистка сопровождается периодическими радиальными колебаниями его ударного слоя, что создает условия для генерации возмущений. При пересечении конической ударной волны передней кромкой пластины в области их взаимодействия пластина обтекается при отрицательном угле атаки из-за разворота линий тока на ударной волне. Вследствие этого на пластине образуется область течения с пониженными значениями давления и плотности. Расчеты в рамках модели полного вязкого ударного слоя [13] показали, что в области взаимодействия давление в 3 раза меньше давления в невозмущенной области. При этом происходит движение газа с периферии в область пониженного давления и формирование восходящего от пластины потока газа, что порождает пару противовращающихся вихрей, вытянутых вдоль направления потока. В зависимости от глубины внедрения кромки в ударный слой и амплитуды его колебаний можно получить как чисто нестационарные вихри, так и квазистационарные вихревые образования с наложенными на них пульсациями.

Модель генерации колебаний и конструкция свистка описаны в [12]. В данной работе свисток представлял собой медную трубку длиной 0,15 м с внешним диаметром 0,008 м и внутренним 0,006 м, с косым срезом переднего торца под углом 20° , внутри которой расположен подвижный, плотно посаженный поршень с датчиком пульсаций давления. Источник охлаждался проточной водой для поддержания постоянства температуры стенок резонатора. Частота пульсаций могла регулироваться перемещением поршня вдоль трубки. Сигнал датчика пульсаций давления служил опорным сигналом при выделении полезного сигнала на фоне широкополосного шума. Расстояние от носика свистка до кромки пластины составляло 40 мм вдоль направления потока. Трубка источника располагалась под пластиной и имела изгиб для создания оптимального угла $8,5^\circ$ между осью трубки и направлением набегающего потока. Этот угол установки обеспечивал максимальное значение интенсивности пульсаций давления в полости свистка 140 дБ. Предварительно были получены распределения постоянной и переменной составляющих сигнала оптической системы при поперечном измерении ударного слоя свистка электронным пучком в сечении положения кромки пластины. По этим данным согласно методике [12] оценивался размах колебаний ударной волны, который составил 0,2 мм. Глубина внедрения кромки в ударный слой регулировалась изменением расстояния в поперечном потоку направлении между передней кромкой пластины и поверхностью трубки.

Измерения выполнены для фиксированной частоты $f = 8,3$ кГц и ее гармоники, что для условий эксперимента соответствует значениям частотного параметра $F = 0,6 \cdot 10^{-4}$ и $1,2 \cdot 10^{-4}$ ($F = 2\pi f / (\text{Re}_{1e} U_e)$, где Re_{1e} , U_e — единичное число Рейнольдса и скорость газа, вычисленные по параметрам за ударной волной на пластине). Измерения выполнены в максимумах пульсаций плотности в ударном слое. Результаты показали, что положения максимумов пульсаций совпадают с линией $Y = 0,75\Delta$ (Δ — положение ударной волны относительно поверхности, полученное по данным визуализации течения на пластине электронным пучком). Максимумы пульсаций с погрешностью 10 % располагались на линии постоянной средней плотности в ударном слое на пластине.

На первом этапе обработки сигналов методом быстрого преобразования Фурье вычислялись взаимные амплитудные и фазовые спектры между пульсациями интенсивности флюоресценции и пульсациями давления в полости свистка. Это позволило исключить влияние «дробового» шума фототока, возмущений из внешнего потока и собственных пульсаций ударного слоя пластины. Амплитуда спектров пропорциональна произведению величины тока электронов на квадратный корень из интенсивности опорного сигнала. Влияние вариаций этих параметров на измерения исключалось нормировкой амплитуды спектров на их величину. Данные измерений по трансверсальной координате Z корректировались с учетом падения уровня сигнала оптической системы, связанного с рассеянием электронов в газе. Методика получения функций ослабления описана в [13].

Далее вычислялись амплитудные и фазовые спектры по волновым числам β ($\beta = 2\pi/\lambda_z$, где λ_z — длина волны в направлении трансверсальной координаты Z) с использованием спектрального окна Хэмминга. По полученным спектрам определялись зависимости амплитуд и фаз волн от продольной координаты X , находились инкременты, продольные фазовые скорости и углы распространения волн плотности в ударном слое.

2. Результаты измерений. В экспериментах реализовано два режима взаимодействия кромки пластины с ударным слоем свистка: 1) генерация нестационарных вихрей; 2) образование стационарной пары вихрей с наложенными на них пульсациями.

1. При введении кромки пластины на глубину 0,1 мм в ударный слой свистка размах колебаний ударной волны превышает эту величину и реализуется нестационарный режим взаимодействия, когда вихрь формируется только в течение части периода колебаний. Возникновение вихревого движения газа привело к деформации поля среднего течения, а

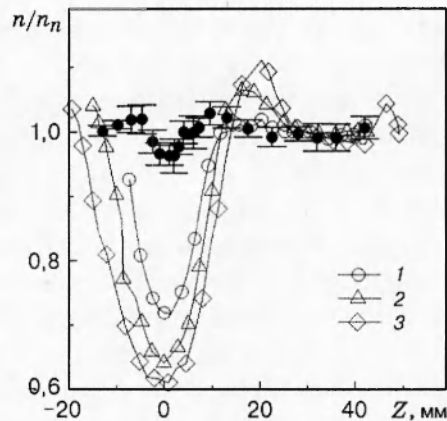


Рис. 2

именно поля средней плотности. На рис. 2 представлено распределение плотности молекул n/n_n (n_n — плотность молекул в невозмущенном ударном слое), усредненное по нескольким сечениям по координате X (темные точки). Вертикальными отрезками на графике показан среднеквадратичный разброс данных измерений по сечениям. Видно, что искажение поля средней плотности не превышает 5%. Характер искажения соответствует паре противовращающихся вихрей, так как область понижения плотности на оси пластины примыкает к двум областям повышения плотности, расположенным вне осевой линии, что подтверждает предположение о механизме генерации возмущений. Осциллограмма возмущений плотности на основной частоте для сечения, находящегося на расстоянии $X = 60$ мм от носика пластины, приведена на рис. 3, а (T — время). Сплошными изолиниями показаны положительные значения возмущений плотности, штриховыми — отрицательные. Из сравнительного анализа рис. 2 и 3, а следует, что область пульсаций соответствует области деформации поля средней плотности.

По длине пластины амплитуда возмущений n' , нормированная на плотность в набегающем потоке n_∞ , изменялась в пределах $0,1 \div 0,2\%$. Анализ β -спектров показал, что в ударном слое пластины реализуются квазидвумерные возмущения с шириной спектров по основанию $\pm 0,5$ рад/мм на основной частоте и частоте гармоника с максимумом пульсаций при нулевом числе β . По фазовым и амплитудным β -спектрам, вычисленным в сечениях по продольной координате $X = 60, 80, 100, 170, 190, 210$ мм, получены продольные

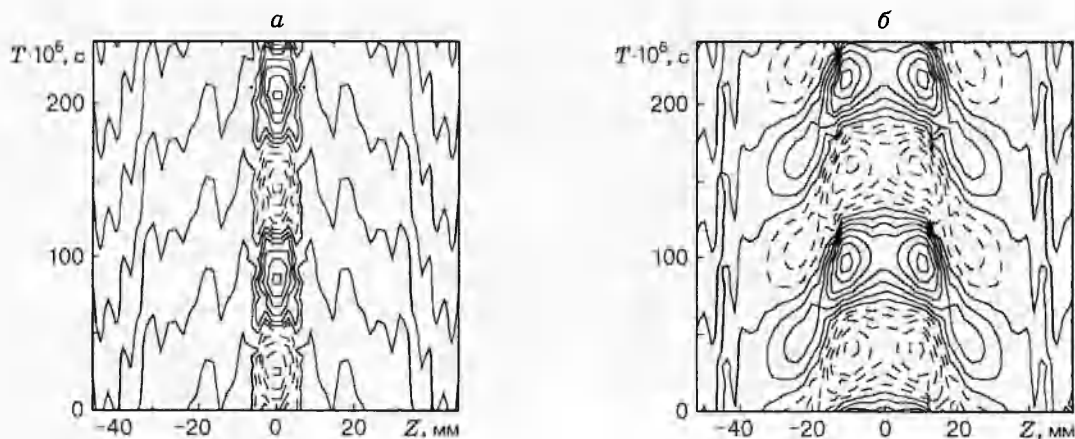


Рис. 3

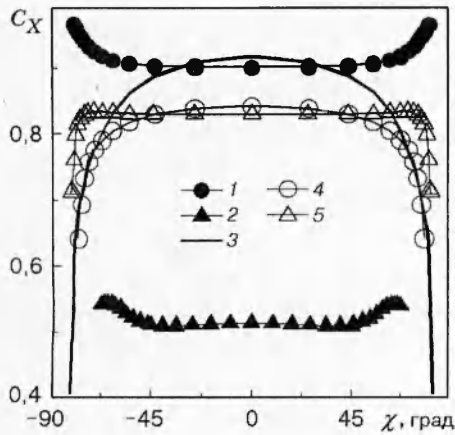


Рис. 4

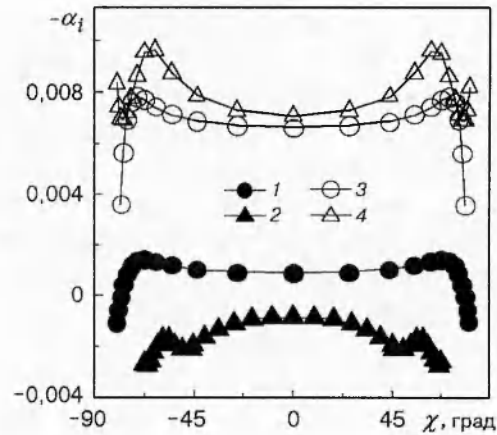


Рис. 5

фазовые скорости возмущений C_X . Обнаружено, что величины продольной фазовой скорости постоянны вдоль пластины и зависят только от значений волнового числа β . В узкой области вблизи кромки пластины ($X < 30$ мм) фазовая скорость уменьшается до значения, близкого к 0,3, что согласуется с данными работы [14], где изучалась начальная область формирования вихрей. На рис. 4 представлены зависимости $C_X(\chi)$ продольной фазовой скорости от угла распространения волн к направлению потока для основной частоты и гармоники (кривые 1, 2). Скорости отнесены к скорости газа за ударной волной U_e . Углы распространения χ вычислялись по соотношению $\chi = \arctg(\beta/\alpha)$, где $\alpha = 2\pi f/(C_X U_e)$. Для сравнения на рис. 4 кривой 3 показана зависимость $1 - 1/(M_e \cos \chi)$, где M_e — число Маха за ударной волной. Согласно линейной теории устойчивости сжимаемых течений возмущения, имеющие фазовую скорость, значения которой лежат ниже кривой 3, принадлежат акустической моде, выше — вихревой моде возмущений. На рис. 4 видно, что для углов $\chi < 20^\circ$ возмущения на основной частоте распространяются как акустические. Для больших углов имеют место возмущения вихревой моды. Продольная фазовая скорость возмущений на частоте гармоники оказалась значительно ниже, чем на основной частоте, и для всех углов соответствует акустической моде.

По значениям амплитудных β -спектров стандартным образом вычислены инкременты возмущений $-\alpha_i$. На рис. 5 приведены зависимости $-\alpha_i(\chi)$ инкремента возмущений от угла распространения волн для основной частоты и гармоники (кривые 1, 2). Видно, что возмущения на основной частоте возрастают, а на частоте гармоники затухают.

2. При введении кромки пластины на глубину 1,2 мм в ударный слой свистка реализуется квазистационарный режим взаимодействия, сопровождающийся формированием вдоль оси пластины области значительной деформации поля среднего течения. На рис. 2 приведены распределения средней плотности поперек пластины n/n_n для сечений $X = 30, 130, 210$ мм (кривые 1–3). Видно, что величина деформации поля среднего течения увеличивается вниз по потоку, достигая значения 40%. Характер деформации также соответствует распространению пары вихрей, так как область понижения плотности примыкает к областям повышения плотности.

Наблюдаемая на рис. 2 несимметричность деформации поля плотности относительно значения в невозмущенном ударном слое связана с нелинейным характером распределения средней плотности на пластине по оси Y . Данные измерений и расчета средних характеристик поля течения в ударном слое на пластине в отсутствие возмущений приведены в [13]. Максимальные отклонения плотности от единичного значения имеют место при смещении ударной волны на 1 мм по направлению от пластины (область пониженной плотности) и к

пластине (область повышенной плотности). Оценивая деформации поля средней скорости в ударном слое по данным [13], получаем величину 5 % относительно невозмущенного значения. Для нестационарного режима искажения поля средней плотности малы и поэтому достаточно симметричны, деформация поля средней скорости не превышает 0,6 %.

Типичная осциллограмма распределения пульсаций плотности по трансверсальной координате приведена на рис. 3,б для сечения $X = 210$ мм. Из сравнительного анализа рис. 2 и 3,б следует, что имеется два максимума пульсаций, соответствующих склонам области пониженной плотности, фаза пульсаций изменяется на 180° при переходе из области понижения средней плотности в область ее повышения. В областях повышенной плотности интенсивность пульсаций оказалась существенно меньшей.

Амплитуда возмущений n'/n_∞ быстро возрастает вдоль пластины с 0,6 до 6 % на расстояниях от кромки пластины $X = 30 \div 210$ мм. Анализ β -спектров показал, что и в этом случае реализуются квазидвумерные возмущения с шириной спектра по основанию $\pm 0,25$ рад/мм на основной частоте и частоте гармоники с максимумом при нулевом волновом числе β . На расстояниях от кромки пластины от 30 до 210 мм продольные фазовые скорости зависят только от поперечного волнового числа. Для расстояний от кромки менее 30 мм фазовая скорость, как и в предыдущем случае, снижается до величины, близкой к 0,3, что, скорее всего, связано с существованием на кромке переходной зоны течения. На рис. 4 приведены зависимости продольной фазовой скорости C_X от угла распространения волн χ для основной частоты и гармоники (кривые 4, 5). Для данного режима фазовые скорости близки и для большинства углов соответствуют акустической моде возмущений.

В отличие от нестационарного режима зависимости амплитуд β -спектров от продольной координаты начиная с расстояний от кромки более 170 мм не могут быть описаны экспонентой из-за резкого уменьшения скорости роста возмущений, что говорит о существенно нелинейном процессе развития. На рис. 5 представлены инкременты возмущений $-\alpha_i$ на основной частоте и гармонике (кривые 3, 4) в зависимости от угла распространения, вычисленные на расстояниях от кромки пластины $X = 30 \div 150$ мм. Величины инкрементов на двух частотах оказались близкими и существенно большими, чем в нестационарном режиме.

3. Обсуждение результатов. Следует отметить совпадение областей максимумов интенсивности возмущений с областями максимума градиента средней плотности, где возникает градиент средней скорости в направлении оси Z . Подобное явление отмечено в [1] и экспериментально подтверждено в [2–4]. При этом интенсивность возмущений выше в зоне восходящего от пластины течения, что согласуется с данными [5]. Увеличение почти на порядок инкремента возмущений для квазистационарного режима по сравнению с нестационарным, возможно, связано с наличием значительного градиента средней скорости по трансверсальной координате, деформацией распределения скорости по нормальной координате и проявлением невязкой неустойчивости течения [3, 4, 10].

Качественная и количественная близость зависимостей $C_X(\chi)$ и $-\alpha_i(\chi)$ для основной частоты и гармоники при квазистационарном взаимодействии ударного слоя свистка с кромкой пластины может быть связана с возникновением трехмерного течения в ударном слое и развитием нелинейных процессов. Близость характеристик пульсаций на двух частотах можно объяснить с помощью простой модели [15], описывающей возникновение гармоник в гиперзвуковом ударном слое для возмущений конечной амплитуды. Согласно [15] гармоники возникают за счет нелинейности распределения средних параметров течения (скорости, плотности) при интенсивных, нормальных к поверхности колебаниях пограничного слоя. При этом характеристики гармоник жестко связаны с характеристиками пульсаций на основной частоте, и гармоники не являются независимыми волнами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Saric W. S. Geortler vortices // Annu. Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26. P. 379–409.
2. Bakchinov A. A., Grek G. R., Kligmann V. G. B., Kozlov V. V. Transition experiments in a boundary layer with embedded streamwise vortices // Phys. Fluids. 1995. V. A7. P. 820–832.
3. Бойко А. В., Козлов В. В., Сызранцев В. В., Щербаков В. А. Экспериментальное исследование высокочастотных вторичных возмущений в пограничном слое скользящего крыла // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 3. С. 74–83.
4. Бойко А. В., Козлов В. В., Сызранцев В. В., Щербаков В. А. Исследование влияния внутренней структуры продольного вихря на развитие бегущих в нем возмущений // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 4. С. 369–380.
5. Левченко В. Я., Щербаков В. А. О неустойчивости пространственного пограничного слоя на скользящем крыле // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 3. С. 32–38.
6. Boiko A. V., Kozlov V. V., Scherbakov V. A., Syzrantsev V. V. Transition control by riblets in a swept wing boundary layer with an embedded vortex // Europ. J. Mech. B Fluids. 1997. V. 16. P. 465–482.
7. Spall R. E., Malik M. R. Görtler vortices in supersonic and hypersonic boundary layers // Phys. Fluids. 1989. V. A1. P. 1822–1835.
8. Malik M. R., Hussaini M. Y. Numerical simulation of interactions between Geortler vortices and Tollmien — Schlichting waves // J. Fluid Mech. 1990. V. 210. P. 183–199.
9. Fu Y., Hall P. Nonlinear development and secondary instability of large amplitude Geortler vortices in hypersonic boundary layers // Europ. J. Mech. B Fluids. 1992. V. 11. P. 465–510.
10. Fu Y., Hall P. Effects of Görtler vortices, wall cooling and gas dissociation on the Rayleigh instability in a hypersonic boundary layer // J. Fluid Mech. 1993. V. 247. P. 503–525.
11. Маслов А. А., Миронов С. Г., Шиплюк А. Н. Экспериментальное исследование пульсаций плотности в гиперзвуковом ударном слое на плоской пластине // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 6. С. 51–60.
12. Маслов А. А., Миронов С. Г. Экспериментальное исследование обтекания полузамкнутой цилиндрической полости гиперзвуковым потоком низкой плотности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1996. № 6. С. 155–160.
13. Ветлущий В. Н., Маслов А. А., Миронов С. Г. и др. Гиперзвуковой поток на плоской пластине. Экспериментальные результаты и численное моделирование // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 60–67.
14. Maslov A. A., Mironov S. G., Shipliyuk A. N. An experimental electron-beam study of perturbations in a hypersonic shock layer on a plate // Proc. of the 8th Intern. conf. on the methods of aerophysical research. Novosibirsk, 1996. Pt 3. P. 212–215.
15. Kimmel R. L., Kendall J. M. Nonlinear disturbances in a hypersonic laminar boundary layer. N. Y., 1991. (Paper / AIAA; N 91-0320).

*Поступила в редакцию 27/IV 1998 г.,
в окончательном варианте — 23/VI 1998 г.*
