

10. Рыжов О. С. Неустойчивость распространяющейся вдоль стенки струи вязкой жидкости // ПМТФ.— 1982.— № 2.
11. Нейланд В. Я. К асимптотической теории присоединения сверхзвукового потока // Тр. ЦАГИ.— 1975.— Вып. 1650.
12. Крапивский П. Л., Нейланд В. Я. Отрыв пограничного слоя от подвижной поверхности тела в сверхзвуковом потоке газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 13, № 3.
13. Липатов И. И., Нейланд В. Я. К теории нестационарного отрыва и взаимодействия пограничного слоя со сверхзвуковым потоком газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1987.— Т. 18, № 1.
14. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи.— М.: Мир, 1987.
15. Rizzetta D. R., Burggraf O. R., Jenson R. Triple-deck solutions for viscous supersonic and hypersonic flow past corners // J. Fluid Mech.— 1978.— V. 89, pt 3.
16. Казаков В. А. Сильно неявный попеременно-треугольный метод для решения задач асимптотической теории пограничного слоя // ЖВММФ.— 1985.— Т. 25, № 9.

Поступила 16/ХІІ 1987 г.

УДК 532,526.5

### ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЖИМАЕМЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ В ОКРЕСТНОСТИ ОТРЫВНЫХ ЗОН

А. А. Желтоводов, В. А. Лебига, В. Н. Яковлев

(Новосибирск)

Отличающиеся большим многообразием отрывные течения широко распространены в природе и практике [1]. Предсказание их свойств до настоящего времени относится к числу наиболее сложных задач механики жидкости и газа. Особые трудности возникают при анализе турбулентного отрыва, что обусловлено отсутствием строгой теоретической основы. Проводимые теоретические исследования в основном связаны с развитием моделей идеальной жидкости и газа, интегральных методов теории струй и следов, а также совершенствованием численных методов решения осредненных уравнений Навье — Стокса с привлечением полуэмпирических моделей турбулентности [2]. Развитие отмеченных направлений в значительной степени определяется информативностью экспериментальных исследований, результаты которых используются как для построения физических моделей отрывных течений, так и для обоснования замыкающих соотношений. В связи с этим существенным требованием, предъявляемым к современным экспериментам, является их комплексный характер [3].

Основные трудности, возникающие при экспериментальном изучении сжимаемых отрывных течений, связаны с измерениями характеристик турбулентности в пограничных слоях. Проведение таких исследований возможно на основе использования лазерно-доплеровских измерителей скорости или термоанемометрической аппаратуры. Наряду с известными достоинствами и недостатками каждого метода применение термоанемометрии привлекает возможностью измерения пульсаций как газодинамических, так и термодинамических параметров. Наличие в сверхзвуковом потоке высокочастотных пульсаций давления, плотности, температуры и скорости определяет соответствующие требования к термоанемометрической аппаратуре и методике измерений. Возможность изменения в широком диапазоне температуры проволочного датчика  $T_w$  при неизменном частотном диапазоне, необходимая для разделения пульсаций массового расхода  $\langle \rho u \rangle$  и температуры торможения  $\langle T_0 \rangle$ , определяет основное преимущество термоанемометра постоянного тока (ТПТ) по сравнению с термоанемометром постоянного сопротивления (ТПС) [4]. Важным достоинством является также возможность в ТПТ измерения собственных шумов прибора.

Для исследования характеристик турбулентности в условиях безотрывного и отрывного течения при числе Маха  $M = 2,95$  и Рейнольдса  $Re_1 = 28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  использовался разработанный в ИТПМ СО АН СССР термоанемометр постоянного тока ТПТ-3. Рабочий частотный диапазон прибора от 10 Гц до 200 кГц. Основные измерения выполнялись при давлении торможения потока  $p_0 = 3,4 \cdot 10^4 \text{ Па}$  и температуре торможения  $T_0 = 296(\pm 3) \text{ К}$  в условиях адиабатической поверхности модели. Чувствительным элементом датчиков, изготовленных по технологии [5], была вольфрамовая нить диаметром  $d = 6 \text{ мкм}$  и длиной  $l = 1,2-1,5 \text{ мм}$ . С целью уменьшения влияния тензoeffекта предварительно создавался прогиб нити, относительная величина которого составляла 0,2—0,25 [6].

Основы методики измерения характеристик турбулентности в сверхзвуковых потоках с помощью ТПТ изложены в [4]. В связи с определен-

ными особенностями таких измерений в пограничном слое по сравнению со случаем свободного равномерного течения проведены дополнительные методические исследования.

Согласно [4], зависимость числа Нуссельта от коэффициента перегрева датчика  $a_w = (R_w - R_e)/R_e$  при  $M \geq 1,2$  может быть приведена к виду

$$(1) \quad Nu = Nu_0(1 - ka_w),$$

где  $Nu_0$  — число Нуссельта при  $a_w = 0$ ;  $R_w$  и  $R_e$  — сопротивление датчика при температуре  $T_w$  (при перегреве  $a_w \neq 0$ ) и температуре восстановления  $T_e$  ( $a_w = 0$ ). Коэффициент  $k$  определяется физическими и геометрическими характеристиками нити, а также параметрами потока. При заданных условиях обтекания он может быть найден из этого соотношения на основе тарировок датчика по перегреву. С учетом (1) из уравнения теплового равновесия между нагретой нитью и потоком следует соотношение для ТПТ, связывающее пульсации по времени массового расхода  $m' = (\rho u)'$  и температуры торможения потока  $T'_0$  с пульсациями температуры датчика  $T'_w$ :

$$(2) \quad \tau \frac{dT'_w}{dt} + T'_w = \frac{R_w}{\alpha_* R_*} \left[ -F_T \frac{m'}{m} + G_T \frac{T'_0}{T_0} \right].$$

Здесь  $\tau$  — постоянная времени датчика;  $\alpha_*$  — температурный коэффициент сопротивления нити;  $R_*$  — сопротивление нити при характерной температуре (например,  $T_* = 273,16$  К). Коэффициенты чувствительности ТПТ к пульсациям массового расхода  $F_T$  и температуры торможения  $G_T$  связаны с соответствующими коэффициентами ТПС  $F_c$  и  $G_c$ :

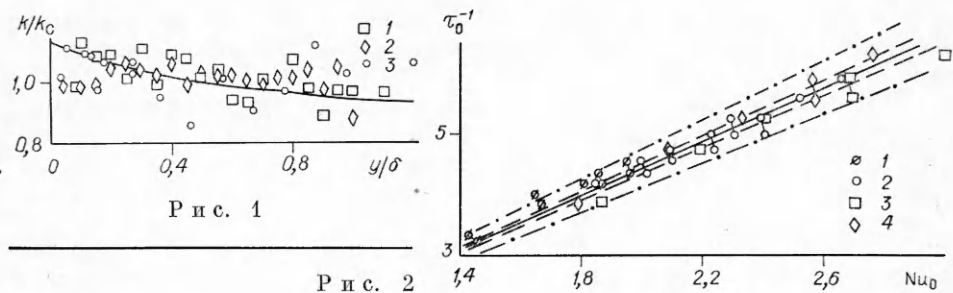
$$(3) \quad F_T = \varphi F_c, \quad G_T = \varphi G_c \quad \left( \varphi = \frac{2a_w(1 - ka_w)}{1 - ka_w(a_w + 2)} \right).$$

При скомпенсированной тепловой инерции датчика из уравнения (2) следует связь между пульсациями напряжения на датчике  $E'$  и параметрами потока:  $\frac{E'}{E} = -F_T \frac{m'}{m} + G_T \frac{T'_0}{T_0}$ . Обозначения без штрихов относятся к средним значениям параметров.

Очевидно, что изменение характеристик течения по толщине пограничного слоя оказывает влияние на коэффициенты чувствительности  $F_T$  и  $G_T$ ;  $F_T$  определяется значениями  $F_c$  и  $\varphi$  (соотношение (3)), а  $F_c = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln Nu}{\partial \ln m} = \frac{\sqrt{p_0}}{4E^2} \frac{\partial E^2}{\partial \sqrt{p_0}}$  может быть легко найдена для внешнего потока на основании тарировок датчика по давлению торможения  $p_0$ , которые описываются зависимостью

$$(4) \quad E^2 = A + B\sqrt{p_0}.$$

Полученные таким образом значения коэффициентов чувствительности  $F_T$  в различных сериях экспериментов практически совпадали и удовлетворительно соответствовали результатам [7—9]. Незначительные различия коэффициентов  $G_T$ , которые определяются соотношением  $G_T = \frac{\alpha_* R_* \eta T_0}{R_e} - \varphi \frac{\omega}{2} (1 - 2F_c)$ , обусловлены главным образом изменением температуры торможения в рассматриваемых экспериментах в пределах от 293 до 299 К и частично точностью определения  $k$  ( $\eta$  — коэффициент восстановления температуры,  $\omega$  — показатель степени в зависимости коэффициентов вязкости и теплопроводности от температуры). Линейная зависимость числа Нуссельта от корня квадратного из рассчитанных по диаметру нити чисел Рейнольдса при  $M \geq 1,2$  [8] позволяет в условиях адиабатического течения принять постоянство  $\partial E^2 / \partial \sqrt{p_0}$  и в пограничном слое. Поэтому, используя результаты тарировок датчиков в свобод-

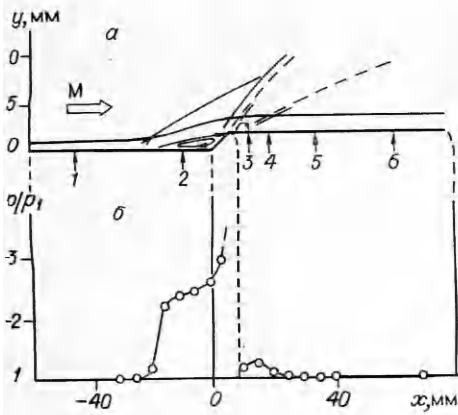


ном потоке в форме (4), легко оценить по измеренным в пограничном слое значениям  $E^2$  изменение коэффициента  $F_c$ . Проведенные оценки показали, что постепенный рост этой величины при перемещении датчика к линии  $M = 1,2$  не превышает 4–5 % значения во внешнем потоке.

Анализ результатов измерений  $k$  по толщине пограничного слоя, определяющей при фиксированном  $a_w$  значение  $\varphi$  (рис. 1, точки 1–3), показал, что качественный характер ее изменения аналогичен ожидаемому (линия), отвечающему данным многочисленных тарировок датчиков в свободном потоке [4]. Среднее значение этой величины по толщине невозмущенного (точки 1), а также возмущенного скачками и волнами разрежения различной интенсивности (точки 2, 3) пограничного слоя было одинаковым ( $k_c \cong 0,2$ ). Как видно, ожидаемое максимальное изменение  $k$  сравнимо с разбросом данных, который для предлагаемой методики и аппаратуры может составлять 20 %. Учет изменения  $k$  по толщине слоя обуславливает дополнительный рост  $F_T$ . Во всех рассматриваемых случаях суммарное изменение  $F_T$  в сверхзвуковой части пограничного слоя не превышало 10 %. В дальнейшем изменение коэффициентов чувствительности учитывалось при определении профилей пульсаций параметров по толщине пограничного слоя.

Компенсация тепловой инерции нити в ТПТ-3 осуществляется автоматически с использованием полуэмпирической зависимости [4]  $\tau = \tau_0(a_w + 1)/[1 - ka_w(a_w + 2)]$  для задаваемых значений  $a_w$  и  $\tau_0$ . В условиях измерений при достаточно низком уровне турбулентности, например, в свободном потоке значение  $\tau_0$  определяется с помощью основанной в [8] методики — по электрическим калибровочным сигналам, подаваемым на находящийся в рабочих условиях датчик. При выполнении измерений в пограничном слое наличие пульсаций достаточно большой интенсивности вызывает искажение наблюдаемого на осциллографе прямоугольного сигнала, что затрудняет использование такой методики. Кроме того, коррекция таким способом непрерывно меняющейся по толщине пограничного слоя постоянной времени приводит к неприемлемому увеличению продолжительности эксперимента.

В связи с отмеченными обстоятельствами при проведении измерений в пограничных слоях  $\tau_0$  определялась по местным значениям  $E$  на основе тарировок датчиков во внешнем потоке при изменяющемся давлении торможения (числе Рейнольдса). Каждому значению  $\tau_0$ , полученному в таких тарировках по стандартной методике, соответствует некоторое значение  $Nu_0$ , которое может быть найдено при известных условиях течения по значению  $E$  из уравнения теплового баланса между нитью и потоком. Определенные таким образом  $\tau_0$  и  $Nu_0$  при тарировках в разных аэродинамических трубах при  $a_w = 0,8$  и  $0,6$  (рис. 2, соответственно точки 1, 3 и 3, 4) иллюстрируют удовлетворительное совпадение с зависимостью  $\tau_0 = \rho_w c_w a^2 / (4\lambda_0 Nu_0)$  (сплошная линия), следующей из уравнения теплового баланса с учетом уравнения (1), что обосновывает приемлемость принятой методики ( $\rho_w$ ,  $c_w$  — плотность и удельная теплоемкость материала нити,  $\lambda_0$  — коэффициент теплопроводности газа при температуре торможения  $T_0$ ). Длина отрезков, соединяющих маркеры, отвечает цене деления шкалы прибора для задания  $\tau_0$  (0,01 мс). Ширина границы, обозна-

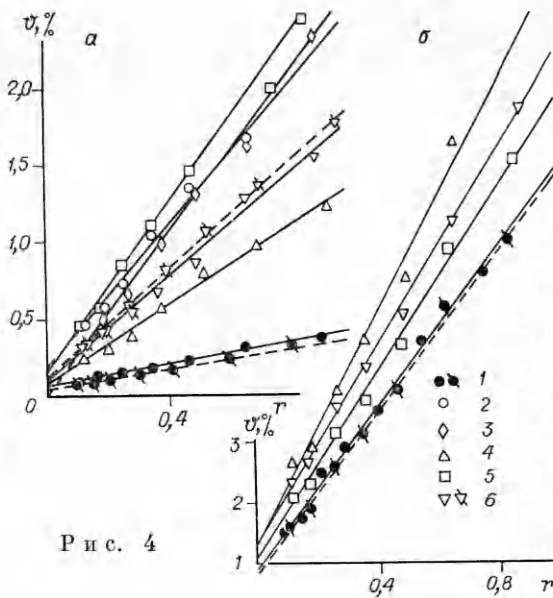


Р и с. 3

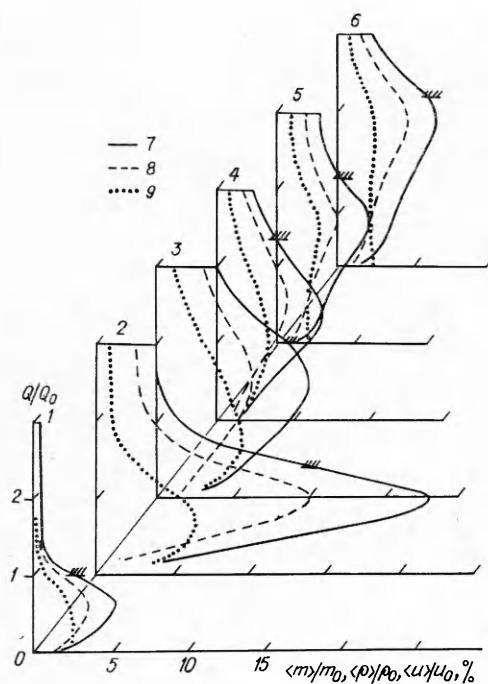
ченной штрихпунктирной линией, характеризует точность задания  $\tau_0$  при визуальной оценке формы сигнала на осциллографе. Примечательно, что характерный для пограничного слоя разброс данных для  $k$  (20 %) приводит к незначительному отклонению от точной зависимости (штриховые линии). Это позволяет в принципе не учитывать изменение  $k$  по толщине пограничного слоя. Проведенные измерения в пограничном слое выполнялись с корректировкой постоянной времени по описанной методике. Пренебрежение изменением  $\tau_0$  приводит к существенному (в 2—3 раза) уменьшению уровня измеряемого сигнала около поверхности. По-видимому, именно этим объясняется поведение данных [10].

Рассмотренная методика использовалась при изучении характеристик гурбулентности в условиях обтекания сверхзвуковым потоком ( $M = 2,95$ ) последовательности равных по величине углов сжатия и расширения (рис. 3). Проведенные ранее систематические исследования с помощью пневмометрических, оптических методов и визуализации предельных линий тока [11—13] позволили проанализировать особенности развития отрывных зон, а также характеристики пограничного слоя при увеличении угла отклонения поверхности сжатия  $\beta$  от 0 до  $90^\circ$ . В достаточно общем случае (рис. 3, а,  $\beta = 45^\circ$ ) такое течение характеризуется возникновением отрыва перед углом сжатия и за вершиной расширения. Сплошными линиями показаны скачки уплотнения, штриховыми — волны разрежения. Распределение давления  $p$  на поверхности модели представлено на рис. 3, б ( $p_1$  — статическое давление в набегающем потоке).

На основании проведенных при различных перегревах датчика измерений в характерных сечениях 1—6 (рис. 3, а) построены диаграммы пульсаций в переменных Коважного  $\vartheta, \tau$  [14] (рис. 4, соответственно точки 1—6), которые позволили определить величину и характер пульсаций в сверхзвуковом потоке. Линейный вид диаграмм, отвечающих внешней границе пограничного слоя (рис. 4, а), свидетельствует о преобладании акустической моды пульсаций. Угловые коэффициенты полученных прямых характеризуют относительные среднеквадратичные значения пульсаций массового расхода, а координаты точек пересечения с осью ординат — пульсации температуры торможения. В рассмотренных условиях уровень пульсаций температуры торможения почти на порядок ниже, чем массового расхода. Соответствующие диаграммы в точках максимума пульсаций в пограничном слое приведены на рис. 4, б. Их характер в этом случае аналогичен полученным в [10, 15] для невозмущенного пограничного слоя. С учетом относительного уровня пульсаций температуры и массового расхода, а также коэффициентов чувствительности видно, что предположение о том, что сигнал на датчике в пограничном слое в основ-



Р и с. 4



Р и с. 5

ном определялся пульсациями массового расхода, выполняется достаточно строго.

Полученные профили пульсаций различных параметров по толщине пограничного слоя в сечениях 1—6 (рис. 5) характеризуют дополнительные особенности течения. Измерения выполнялись в областях, где  $M \geq 1,2$ . Распределение среднеквадратичных пульсаций  $\langle \rho u \rangle$ ,  $\langle \rho \rangle$ ,  $\langle u \rangle$ , отнесенных к средним значениям  $(\rho u)_0$ ,  $\rho_0$  и  $u_0$  в набегающем потоке, показано линиями 7—9. Вертикальная координата — текущий интегральный расход  $Q$ , отнесенный к расходу через пограничный слой в первом сечении. Горизонтальными заштрихованными отрезками обозначены местные толщины слоя, отвечающие  $u/u_e = 0,99$  ( $u_e$  — местная скорость внешнего потока). Распределение пульсаций плотности и скорости (линии 8, 9) рассчитано в предположении малости пульсаций да-

вления [8]. Сопоставление в [16] результатов, полученных независимо с помощью лазерно-доплеровского измерителя скорости и термоанемометра, подтвердило допустимость такого предположения в условиях взаимодействия скачка с пограничным слоем.

Приведенные данные (рис. 5) свидетельствуют о заметном росте интенсивности турбулентности за скачками и уменьшении за волнами разрежения. Характерно, что пограничный слой за последним возмущением развивается в условиях повышенной турбулентности по сравнению с невозмущенным потоком. За вершиной угла расширения пульсации наиболее интенсивно уменьшаются на расстоянии двух — трех толщин пограничного слоя. Примечательная особенность — рост уровня турбулентности вблизи поверхности за волнами разрежения, что при  $\beta = 8^\circ$  приводило к появлению выраженного второго максимума в профиле пульсаций массового расхода. Это ассоциируется с развитием нового слоя в пристенной части, для которого старый пограничный слой играет роль внешнего течения с повышенным уровнем турбулентности [12, 13]. Более равномерное распределение пульсаций для  $\beta = 25$  и  $45^\circ$ , по-видимому, связано с интенсивным перемешивающим воздействием гертлеровских вихрей, обнаруженных в окрестности зон присоединения в случаях течений с отрывом. Полученные данные свидетельствуют также о том, что пульсации скорости являются преобладающими только в пристенной области, где эффекты сжимаемости малы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1972 — 1973.— Т. 1—3.
2. Гогин Л. В., Нейланд В. Я., Степанов Г. Ю. Теория двумерных отрывных течений // Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика.— М., 1975.— Т. 8.
3. Marvin J. G. Turbulence modeling for computational aerodynamics // AIAA J.— 1983.— V. 21, N 7.
4. Лебига В. А. Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // Методы и техника аэрофизических исследований.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
5. Косорыгин В. С. Лабораторный комплекс для изготовления миниатюрных термоанемометрических датчиков с нагреваемой нитью.— Новосибирск, 1982.— Деп. в ВИНТИ 2.08.82, № 4166—82.

6. Лебига В. А., Черных В. В. Измерение турбулентности при сверхзвуковых скоростях потока // *Аэромеханика*.— М.: Наука, 1976.
7. Лебига В. А. Экспериментальные исследования характеристик турбулентных течений при сверхзвуковых скоростях: Дис. ... канд. техн. наук.— Новосибирск, 1977.
8. Kovaszny L. S. G. The hot-wire anemometer in supersonic flow // *J. A. S.*— 1950.— V. 17, N 9.
9. Bestion P., Gaviglio J., Bonnet J. P. Comparison between constant-current and constant-temperature hot-wire anemometers in high-speed flows // *Rev. Scient. Instrum.*— 1983.— V. 54, N 11.
10. Лейдерман А. Дж., Диметриадес А. Турбулентные касательные напряжения в пограничном слое в сжимаемой жидкости // *РТК*.— 1977.— Т. 17, № 7.
11. Желтоводов А. А., Павлов А. А. Исследование течения в сверхзвуковой отрывной зоне перед ступенькой.— Новосибирск, 1979.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 1).
12. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 28—83).
13. Zheltovodov A. A., Pavlov A. A., Schilein E. H., Yakovlev V. N. Interconnectionship between the flow separation and the direct and inverse transition at supersonic speed conditions // *Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Symp., Novosibirsk, USSR, 1984.*— Berlin et al.: Springer-Verlag, 1985.
14. Kovaszny L. S. G. Turbulence in supersonic flow // *J. A. S.*—1953.— V. 20, N 10.
15. Ачаря М., Хорстмен К. К., Кассой М. И. Влияние числа Рейнольдса на характеристики турбулентности в пограничных слоях сжимаемых течений // *РТК*.— 1979.— Т. 17, № 4.
16. Rose W. C., Johnson D. A. A study of shock wave turbulent boundary layer interaction using laser velocimeter and hot-wire anemometer techniques.— *N. Y.*, 1974.— (Pap./AIAA; N 95).

*Поступила 17/IX 1987 г.,  
в окончательном варианте — 8/XII 1987 г.*

УДК 532.526

## УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА ВЕЕРОМ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ

А. Д. Косинов, А. А. Маслов, С. Г. Шевельков

(Новосибирск)

Задача определения характеристик течения в областях взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с неоднородностями потока, такими как, например, веер волн разрежения, ударная волна и др., приобретает в последнее время все большую актуальность.

Для турбулентных пограничных слоев наиболее важны характеристики, позволяющие дать информацию как о среднем течении, так и о параметрах турбулентного переноса или турбулентного теплообмена. Вопрос о воздействии волн разрежения на турбулентный пограничный слой рассматривался, например, в [1]. Для ламинарных пограничных слоев наибольший интерес представляет проблема устойчивости течений с неоднородностями. В областях неоднородного течения поток ускоряется или замедляется под действием градиента давления. Влияние градиента давления на характеристики устойчивости исследовано недостаточно.

Из теоретических работ можно отметить [2—4], где на основе автомодельных решений уравнений пограничного слоя установлена стабилизирующая роль отрицательного градиента давления при сверхзвуковых скоростях. Показано, что при сильном охлаждении поверхности влияние градиента давления уменьшается. Стабилизирующее влияние отрицательного градиента давления для второй моды возмущений сказывается сильнее, чем для первой.

В [5] отмечено, что течение вблизи изогнутых поверхностей не является автомодельным, и на основе точных уравнений пограничного слоя проведены исследования устойчивости сверхзвукового ламинарного пограничного слоя при повороте потока. Рассмотрен случай обтекания выпуклой поверхности, обеспечивающей разворот течения на определенный угол с заданным радиусом поворота. Устойчивость при этом оценивалась с помощью градиентного числа Рейнольдса и рассчитывалась на основе уравнений Дана — Линя. Установлено, что при обтекании выпуклой стенки сверхзвуковой ламинарный пограничный слой становится более устойчивым по сравнению с исходным пограничным слоем на плоской стенке.

Экспериментальные работы, изучающие устойчивость градиентных течений, авторам неизвестны. В то же время в последние годы разработаны надежные методы ис-