

УДК 532.526

СТРУКТУРА И ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЖИМАЕМОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА ВЕЕРОМ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ

ГОЛЬДФЕЛЬД М. А., ЗИНОВЬЕВ В. Н., ЛЕБИГА В. А.

Известно ограниченное число работ, содержащих результаты исследования пограничного слоя за веером волн разрежения [1–5]. Содержащиеся в этих работах экспериментальные данные малочисленны и получены для ограниченного диапазона параметров. Кроме того, упомянутые экспериментальные результаты относятся к небольшой по длине области течения за изломом поверхности, вследствие чего недостаточно изучены изменения характеристик и асимптотика развития неравновесного пограничного слоя, каковым является слой за областью взаимодействия вниз по потоку.

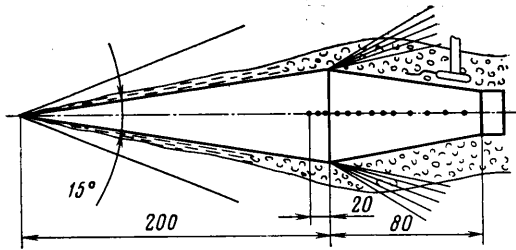
Следует указать, что из всех перечисленных работ лишь в [5] приведены некоторые данные о пульсационных характеристиках пограничного слоя за веером волн разрежения, но они получены только для числа Маха $M=1,76$ в ограниченной области течения при угле поворота стенки 12° .

В работе приведены результаты экспериментального исследования развития осесимметричного турбулентного пограничного слоя после его взаимодействия с веером волн разрежения при $M=3$ и единичном числе Рейнольдса $Re=36 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ для угла поворота потока 15° . Проведено измерение осредненных и пульсационных характеристик пограничного слоя, профилей скорости и профилей пульсаций массового расхода. Показано, что в результате воздействия большого отрицательного градиента давления наполненность профиля средней скорости непосредственно за веером волн разрежения возрастает при одновременном существенном снижении уровня пульсаций массового расхода и затем быстро уменьшается вниз по потоку до равновесного состояния, которое достигается на расстоянии примерно 50 толщин пограничного слоя от излома контура. Получены данные о распределении коэффициента поверхностного трения за областью взаимодействия. Проводится сравнение с результатами для плоского течения.

1. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО АН СССР с сечением рабочей части $0,2 \times 0,2 \text{ м}^2$ при числе Маха набегающего потока $M=3$ и $Re=36 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Модель представляла собой прямой круговой конус (полуугол при вершине $7,5^\circ$) с конической юбкой в виде усеченного конуса с углом наклона образующей $-7,5^\circ$, так что реализовался суммарный разворот потока у излома поверхности на 15° . Геометрические размеры конуса и расположение дренажных отверстий на нем приведены на фиг. 1.

Выбор конуса в качестве модели позволяет обеспечить двумерность течения и исключить концевые эффекты, характерные для плоских течений. Длина носовой части и число Re были выбраны такими, чтобы обеспечивался развитый турбулентный пограничный слой: измерения показали, что переход завершался на расстоянии 105 мм от излома поверхности, но это расстояние можно уменьшить на порядок за счет уменьшения числа Re в рабочей части аэродинамической трубы.

Для измерения осредненных характеристик пограничного слоя использовался микронасадок с размерами приемного отверстия $0,18 \times 1,5 \text{ мм}^2$. Пульсационные характеристики измерялись с помощью датчиков термоанемометра с нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,2 мм. Использовался термоанемометр постоянного тока с частотным диапазоном до 200 кГц. Для перемещения датчиков применялось координатное устройство с точностью



Фиг. 1

перемещения ± 1 мм по координате x и $\pm 0,05$ мм по координате y . Привязка датчиков к модели при измерении профилей скорости осуществлялась по электрическому контакту при их касании поверхности. Обработка результатов пневмометрических измерений проводилась по методике, описанной в [6]. Соотношения, приведенные в [7], использовались при обработке результатов, полученных с помощью термоанемометра.

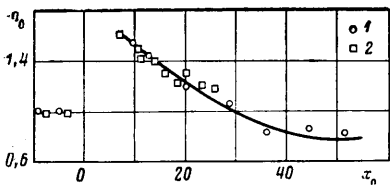
Измерения статического давления на стенке за изломом поверхности показали, что давление непосредственно за веером волн разрежения уменьшается на некоторой длине, составляющей $(10-12) \cdot \delta_1$ (δ_1 — толщина слоя перед областью взаимодействия), плавно приближаясь к расчетным значениям по теории Прандтля — Майера. Этот результат согласуется с данными для плоских течений [2, 4]. Однако осесимметричное течение имеет отличительную особенность: вниз по потоку при $x_0 > 15$, давление P возрастает, т. е. имеется область течения, где $dP/dx > 0$ из-за наличия сужающейся конической юбки в кормовой части модели.

2. В результате взаимодействия пограничного слоя с волнами разрежения профиль скорости в нем претерпевает существенные изменения, вызванные наличием большого отрицательного (благоприятного с точки зрения отрыва) градиента давления. Измерения профилей скорости показали, что при таком взаимодействии толщина пограничного слоя увеличивается в 2,5–3 раза по сравнению с его толщиной перед веером волн разрежения и практически остается таковой вниз по потоку на расстоянии до $x_0 \sim 50\delta_1$. Вместе с этим претерпевает существенные изменения форма профиля скорости в пограничном слое. Полученные данные показали, что, как и в плоском случае, наполненность профиля средней скорости непосредственно за изломом поверхности сильно возрастает и затем убывает по мере удаления от области взаимодействия.

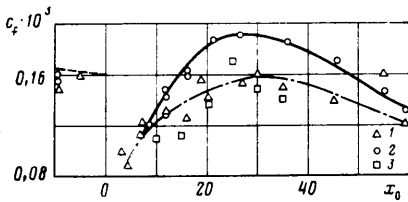
Для количественной оценки изменения наполненности профилей скорости удобно воспользоваться степенным законом $u/u_e = (y/\delta)^{1/n}$, где u_e — скорость на внешней границе пограничного слоя, δ — толщина слоя. Тогда увеличение параметра n в степенном законе для профиля турбулентного пограничного слоя будет соответствовать увеличению его наполненности. Экспериментальные данные показали, что, как и в плоском течении [4], профили скорости удовлетворительно описываются степенным законом по всей толщине слоя.

На фиг. 2 приведена зависимость $n_0(x_0)$ за изломом поверхности, полученная в данной работе (точки 1), где $n_0 = n/n_1$, $x_0 = x/\delta_1$, индексом 1 отмечены параметры пограничного слоя перед взаимодействием при $x_1 = -11$ мм, $\delta_1 = 1,25$ мм, $u/u_e = 0,995$, $n_1 = 8,3$. Можно видеть, что параметр n_1 непосредственно за последней характеристикой веера волн разрежения более чем в 1,5 раза превышает значение n_1 перед изломом поверхности, но затем быстро уменьшается и при $x_0 > 30$ становится меньше, чем перед взаимодействием пограничного слоя с волной разрежения, а при $x_0 \approx 50$ параметр n_0 снижается еще на 20%. Ранее этот факт известен не был, так как все полученные до настоящего времени результаты относились к области $x_0 < 30$.

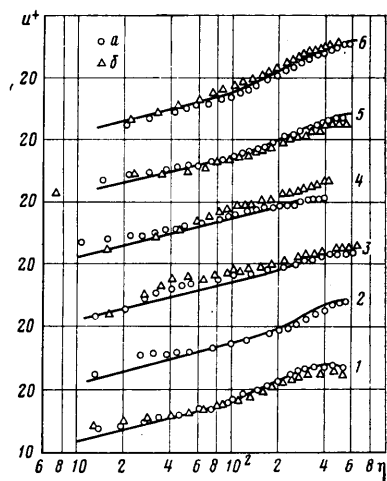
На фиг. 2 приведены также данные [4] для плоского течения (точ-



Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3

ки 2) при тех же условиях ($M=3$, $\theta=15^\circ$). Вблизи области взаимодействия они хорошо согласуются с данными настоящей работы, однако при $x_0 \geq 20$ несколько превышают значения n_0 для осесимметричного течения. Это может объясняться тем, что взаимодействие пограничного слоя с волной разрежения вблизи угловой точки имеет локально-плоский характер, а осесимметричность течения проявляется на некоторой длине вниз по потоку. Нельзя также исключить влияние на профиль скорости небольшого положительного градиента давления, который имеет место в хвостовой части модели.

Для анализа структуры турбулентного пограничного слоя интересно сопоставить экспериментальные профили скоростей в переменных закона «стенки — следа» $u^+(\eta)$ и их аналитическое представление соотношением

$$u^+ = \frac{1}{K} \ln \eta + B + \frac{\Pi}{K} w(y), \quad u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_w} \right)^{1/2}, \quad \eta = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (1.1)$$

Здесь u^+ — скорость, $K=0,41$ — постоянная турбулентности в законе Прандтля для пути смешения, $B=5,8$ — константа интегрирования, определяемая на основании экспериментальных данных, $w(y)$ — струйная функция Коулса [8], $\Pi(\text{Re}^{**})$ — параметр, характеризующий интенсивность определяемой законом следа составляющей скорости во внешней части пограничного слоя, зависит от числа Рейнольдса Re^{**} , которое вычисляется по толщине потери импульса δ^{**} . Значение Π определялось из условия равенства расчетного и экспериментального значения скорости на внешней границе пограничного слоя.

Профили скорости в переменных u^+ , η , представлены на фиг. 3. Приведенные данные свидетельствуют, что слой перед расширением (кривая 1, $x_0=-8,3$) был турбулентным: имеется протяженный логарифмический участок, соответствующий турбулентному ядру пограничного слоя, и область следа, в которой скорость u^+ существенно больше скорости, предсказываемой логарифмическим законом. Кроме того, можно видеть, что профили, измеренные термоанемометром (точки a) и насадком полного давления (точки b), хорошо согласуются между собой.

Основная особенность профиля скорости в пограничном слое сразу же за веером воли разрежения состоит в том, что сильно деформируется логарифмический (прямолинейный) участок профиля (кривая 2, $x_0=8,6$) и уменьшается или полностью исчезает компонента скорости, определяемая функцией следа (кривая 3, $x_0=12,8$). В некоторых случаях скорость на внешней границе пограничного слоя становится меньше расчетных значений, предсказываемых логарифмическим законом, т. е. значение па-

раметра Π в соотношении (1.4) близко к нулю. По мере удаления от области взаимодействия ($x_0 > 20$) вновь восстанавливается логарифмическая часть профиля скорости пограничного слоя, которая при $x_0 = 28$ (кривая 4) охватывает практически весь пограничный слой. Вниз по потоку вновь появляется компонента скорости, определяемая функцией следа (кривая 5, $x_0 = 44$). Эта компонента скорости быстро увеличивается и стабилизируется, так что при $x_0 = 52$ (кривая 6) пограничный слой вновь приближается к равновесному состоянию, хорошо описываемому по всей толщине классическим законом «стенки — следа». Таким образом, полученные данные о профилях средней скорости подтверждают, что равновесное состояние пограничного слоя достигается на длине более 50 толщин пограничного слоя.

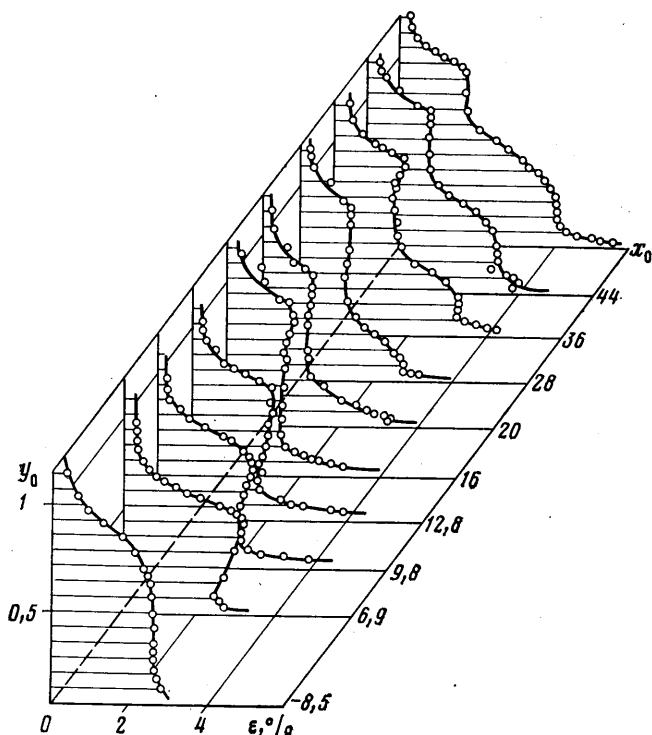
3. По измеренным профилям средней скорости было вычислено распределение поверхностного трения $c_f(x)$ за областью взаимодействия турбулентного пограничного слоя с волнами разрежения. Для этого был применен приближенный метод, основанный на использовании теории преобразования сжимаемого течения к течению с постоянной плотностью с последующим вычислением коэффициента трения c_f по эмпирическому соотношению Людвига — Тиллмана. Методика расчета, анализ погрешностей и оценка возможности применения такого подхода для сложных течений обсуждается в [9]. Поверхностное трение определялось также по уравнению импульсов и подтверждено совпадение результатов. Полученные таким образом данные о коэффициенте трения представлены на фиг. 4.

Отметим, что перед областью взаимодействия ($x_0 < 0$) коэффициент поверхностного трения, вычисленный по профилю скорости, удовлетворительно согласуется с расчетом для прямого кругового конуса (штриховая линия). Вниз по потоку от излома поверхности ($x_0 > 0$) коэффициент поверхностного трения уменьшается и за последней характеристикой веера волн разрежения становится примерно в 1,7 раза меньше, чем перед областью взаимодействия. В распределении $c_f(x)$ за веером волн разрежения отмечается наличие максимума вниз по потоку от области взаимодействия при $x_0 \approx 30$. При этом максимальное значение c_f примерно на 20% выше, чем перед изломом поверхности. Далее вниз по потоку при $x_0 > 25$ коэффициент поверхностного трения уменьшается до величины, которая ниже, чем в невозмущенном потоке на носовой части конуса, и соответствует примерно равновесным значениям при локальных значениях чисел M и Re^{**} .

На фиг. 4 приведены данные, полученные по результатам измерения профилей скорости насадком полного давления (точки 1) и термоанемометром (точки 2), а также данные для плоского течения при тех же параметрах потока перед областью взаимодействия (точки 3). Эти данные качественно согласуются между собой, а результаты измерений приемником полного давления для пластины и конуса удовлетворительно согласуются также и количественно. Вместе с тем видно, что значения c_f , вычисленные по профилям скорости из термоанемометрических измерений, в среднем примерно на 15% выше значений, которые получены по профилям скорости, измеренным насадком полного давления. Этот результат в какой-то мере соответствует данным измерений профилей скорости и свидетельствует, что измерения с помощью насадки полного давления в тонких пограничных слоях не всегда могут быть надежными из-за возмущающего влияния приемника полного давления на пристенную часть слоя.

Характер зависимости $c_f(x_0)$ согласуется с трансформацией профилей скорости пограничного слоя, описанной выше, и может быть объяснен частичной реламинаризацией пограничного слоя под воздействием большого отрицательного градиента давления [6, 10]. Восходящая часть зависимости $c_f(x_0)$ относится к области переходного режима течения, а нисходящая ветвь соответствует уже турбулентному течению в пограничном слое. Если иметь в виду эти соображения, то область максимума c_f на фиг. 4 будет соответствовать тому профилю скорости ($x_0 = 25$), где появляется вновь логарифмический участок и начинает увеличиваться компонента профиля скорости в пограничном слое, определяемая функцией следа.

4. Для понимания динамики пограничного слоя недостаточно измерения только осредненных характеристик течения, необходимо получение характеристик турбулентности внутри пограничного слоя в области взаимодействия и вниз по потоку от нее. Результаты измерения пульсаций напряжения на нити термоанемометра для наглядности показаны в изометрической форме на фиг. 5. Пропорциональная пульсациям расхода массы $\langle \rho u \rangle' / \rho u$ величина $\varepsilon = \langle e' \rangle / e_g$, где $\langle e' \rangle$ — пульсации напряжения на нити термоанемометра, e_g — среднее значение напряжения на датчике, определялась с учетом изменения постоянной времени и коэффициента чувствительности датчика термоанемометра согласно [7].



Фиг. 5

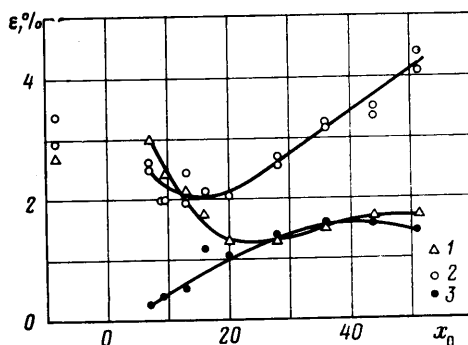
Прежде всего отметим, что уровень пульсаций массового расхода вниз по потоку от излома поверхности при $x_0 < 30$ снижается в 2–3 раза, хотя это снижение может быть разным и зависит от координаты $y = y/\delta$. Здесь, как и выше, толщина слоя δ определялась по значению $u/u_e = 0,995$, поскольку лишь при такой толщине слоя уровень пульсаций приближался к значениям вне пограничного слоя. Вниз по течению при $x_0 > 20$ –25 пульсации массового расхода начинают возрастать, и вновь эволюция пульсаций оказывается различной по толщине слоя.

Особенность профиля пульсаций пограничного слоя $\varepsilon(y_0)$ состоит в том, что он имеет два существенно различающихся уровня пульсаций, один из которых расположен во внешней, другой — в пристенной части слоя. Для того чтобы получить более полное представление о количественных характеристиках турбулентных пульсаций в пограничном слое за веером волн разрежения, на фиг. 6 представлены зависимости пульсаций массового расхода от продольной координаты. Можно видеть, что максимум пульсаций массового расхода во внешней части пограничного слоя ($y_0 > 0,5$, точки 1) имеет место при $x_0 = 6,9$ и составляет 3%. Затем он, уменьшаясь, смещается к внешней границе пограничного слоя и достигает 1,7% при $y_0 = 0,9$. Во внешней части слоя за веером волн разрежения пульсации массового расхода при всех значениях остаются ниже, чем перед веером волн разрежения. Зависимость $\varepsilon(x_0)$ при $y_0 = 0,1$ –0,15 (точки 2) показывает, что уменьшение пульсаций в пристенной части слоя реализуется на длине до 12δ , а затем происходит их интенсивный (более чем в 2 раза) рост. Такой характер зависимости $\varepsilon(x_0)$ сохраняется вплоть до $y \approx 0,5$ –0,6, но минимум пульсаций массового расхода сдвигается вниз по потоку до значений $x_0 \approx 20$. При этом в пристенной части ($y_0 \leq 0,5$) пульсации массового расхода при $x_0 > 40$ оказываются выше, чем в пограничном слое на конической части модели перед взаимодействием.

Представляет интерес изменение уровня пульсаций вблизи внешней границы пограничного слоя (точки 3 на фиг. 6). Видно, что пульсации непосредственно за веером волн разрежения уменьшаются до зна-

чений в невозмущенном потоке [11]. Увеличение пульсаций вниз по потоку приводит к их усилению до уровня, который имеет место перед областью взаимодействия, что соответствует возврату к развитому турбулентному течению в пограничном слое.

Таким образом, проведенные измерения пульсаций массового расхода в пограничном слое в условиях взаимодействия пограничного слоя с веером волн разрежения позволили установить, что профили пульсаций имеют сложный характер, а изменение уровня пульсаций различно в пристенной ($y_0 < 0,5$) и внешней ($y > 0,5$) частях пограничного слоя. Пристенная часть слоя характеризуется увеличением уровня пульсаций в последнем измерительном сечении ($x_0 \approx 52$) по сравнению с пульсациями перед взаимодействием примерно на 30%. Такой характер изменения пульсаций вниз по потоку связан, по-видимому, с образованием «нового» слоя сразу же за угловой точкой, которую «можно рассматривать как особую точку, аналогичную передней кромке плоской пластины» [1]. Быстрое увеличение пульсаций связано со значительным уменьшением толщины ламинарного «подслоя», т. е. с его турбулизацией. Полученные результаты доказывают, что за веером волн разрежения подавляется процесс генерации турбулентности. Следствием этого обстоятельства является установленное в [1] снижение тепловых потоков за угловой точкой. Приведенные результаты согласуются с данными измерения осредненных характеристик и помогают их интерпретации. Так, увеличение c_f при $x_0 < 30$ связано, по-видимому, с увеличением уровня пульсаций в пристенной и внешней частях пограничного слоя.



Фиг. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Zakkay V., Toba K., To Jin Kuo. Laminar, transitional and turbulent heat transfer after a sharp convex corner.— AIAA Journal, 1964, v. 2, № 8, p. 1389–1395.
2. Déleury J., Masure B. Action d'une variation brusque de pression sur une couche limite turbulente et application aux prises d'air hypersoniques.— Recherche Aerospaciale, 1969, № 129, p. 3–12.
3. Павлюков Е. В. Исследование турбулентного пограничного слоя при обтекании выпуклого угла.— Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1498. 12 с.
4. Гольдфельд М. А. Особенности развития сверхзвукового турбулентного пограничного слоя после протекания через веер волн разрежения.— В кн.: Исследование пристенных течений вязкого газа. Новосибирск, 1979, с. 103–122.
5. Dussauge J. P., Caviglio J. Bulk dilatation effect on Reynolds stresses in the rapid expansion of a turbulent boundary layer at supersonic speed.— IMST, Marseille. 1981, 1981–113, p. 6.
6. Гольдфельд М. А., Тютина Э. Г. Реламинаризация сверхзвукового турбулентного пограничного слоя при быстром расширении около угловой точки. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, Препринт № 12, 1982.
7. Лебига В. А. Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений.— В кн.: Методы и техн. аэрофиз. исслед. Новосибирск, 1978, с. 44–56.
8. Хинце И. О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. 680 с.
9. Гольдфельд М. А., Сарен Ю. А. Приближенное определение поверхностного трения по профилю скорости двумерного сжимаемого турбулентного пограничного слоя.— В кн.: 3-я Всесоюз. школа по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, 1982. Сб. докл. Новосибирск, 1982, с. 129–132.
10. Narasimha R., Viswanath P. R. Reverse transition at an expansion corner in supersonic flow.— AIAA Journal, 1975, v. 13, № 5, p. 693–695.
11. Лебига В. А. Характеристики пульсаций в рабочей части сверхзвуковой аэродинамической трубы.— В кн.: Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. Новосибирск, 1982, с. 123–130.
12. Pirri A. N. Decay of Boundary-Layer turbulence in near wake of a slender body.— AIAA Journal, 1972, v. 10, № 5, p. 657–663.

Новосибирск

Поступила в редакцию
5.VIII.1985