

УДК 532.526

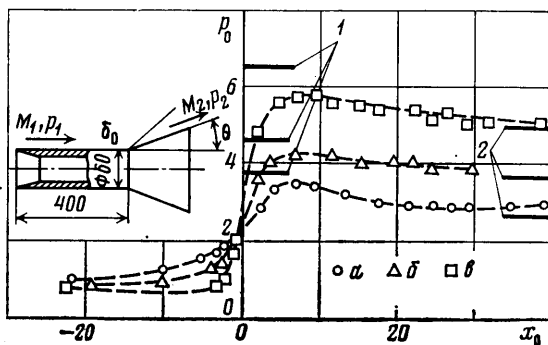
СТРУКТУРА СВЕРХЗВУКОВОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

ГОЛЬДФЕЛЬД М. А.

Проведено экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя при его взаимодействии со скачком уплотнения для выяснения вопросов, связанных с увеличением наполненности профилей скорости. Получены новые систематические данные о развитии пограничного слоя, его структуре и асимптотике за областью взаимодействия для осесимметричного течения в диапазоне чисел Маха $M=2-4$ и углов поворота потока $10-25^\circ$, в том числе и в условиях развитого отрыва.

Обширная информация об общих свойствах отрывных течений была получена в ряде работ, обзор которых можно найти, например, в [1, 2]. Были выяснены вопросы, связанные с отрывом и присоединением пограничного слоя, определены размеры области отрыва и изучена подробно ее структура для различных конфигураций обтекаемой поверхности. Тем не менее пока не удалось полностью разобраться в этом сложном явлении. Обычно для исследований использовались плоские модели, однако при этом исключить полностью влияние концевых эффектов на течение в зоне взаимодействия, по-видимому, невозможно. Поэтому предпочтительным представляется исследование таких течений на осесимметричных моделях, в результате чего существенно облегчается анализ и интерпретация результатов.

1. Исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТМ СО АН СССР при $M=2-4$ для углов поворота стенки $\theta=10-25^\circ$ и чисел Рейнольдса, вычисленных по толщине потери импульса, $Re_{\delta}^{**}=(3-12) \cdot 10^3$. Схема модели и ее основные размеры показаны

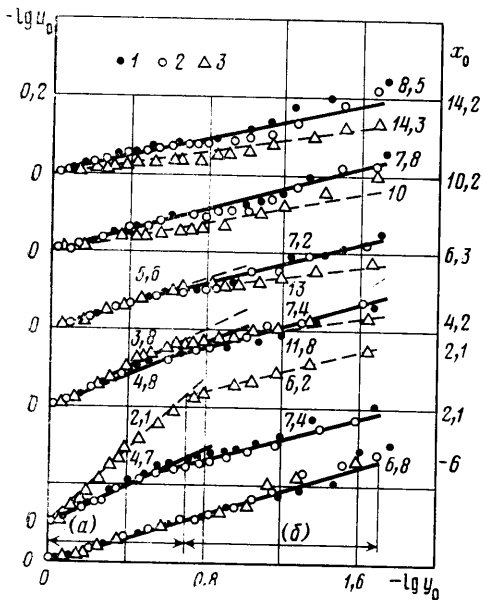


Фиг. 1

на фиг. 1. В некоторых опытах на расстоянии 3 мм от передней кромки модели устанавливался проволочный турбулизатор диаметром 0,3 мм. Для измерения статического давления модель была дренирована в 22 точках вдоль образующей. Измерение полного давления за прямым скачком уплотнения проводилось микронасадком с размерами $0,18 \times 1,00$ мм при толщине исследуемого пограничного слоя не менее 5 мм. Микронасадок устанавливался на координатном устройстве, точность пе-

ремещения которого составляла по координате y 0,1 мм и 1 мм — по координате x . Для измерения давлений использовалась автоматизированная система сбора и обработки информации [4], обеспечивающая точность определения давления до 1%.

В опытах было получено распределение давления за скачком уплотнения, которое для течения с отрывом ($\theta=25^\circ$) представлено на фиг. 1 в виде отношения $p_0=p_2/p_1$, где p_1 — давление перед скачком при $x_0=x/\delta_0=-10$, p_2 — давление за скачком для различных чисел Маха ($a-M=2,5$, $b-M=3$, $в-M=4$). Видно, что максимум давления достигается на расстоянии от излома около $5\delta_0$ (δ_0 — толщина невозмущенного пограничного слоя) и давление при этом ниже расчетного на плоском клине за скачком уплотнения (прямые 1). Вниз по потоку давление плавно убывает, при-



Фиг. 2

[5, 6] и подробно анализировались в [1, 5–7]. В настоящих опытах было реализовано течение без отрыва и с отрывом пограничного слоя и установлено, что величина p_{cr} для осесимметричного течения согласуется с данными для плоских течений. Сопоставление размеров области отрыва в плоских и осесимметричных течениях также показало их удовлетворительное согласие [2]. Эти данные свидетельствуют о слабом влиянии градиентов течения на характеристики отрыва и позволяют сопоставлять результаты в обоих случаях.

2. В результате взаимодействия пограничного слоя со скачком уплотнения профиль скорости претерпевает существенные изменения, вызванные положительным градиентом давления. Для оценки деформации профили скорости пограничного слоя и изменения наполненности профили удобно представить в виде зависимости $\log u_0=f(\log y_0)$, где $u_0=u/u_e$, $y_0=y/\delta$. Тогда наклон этой линии определит показатель степени в степенном законе для профилей скоростей $u_0=y_0^{1/n}$. В таком виде профили скоростей представлены на фиг. 2 перед взаимодействием со скачком уплотнения ($x_0=x/\delta_0<0$) и за ним ($x_0>0$). На поле фигуры числами обозначены значения показателей степени для внешней n_e (область a) и внутренней n_i (область b) частей пограничного слоя.

Можно видеть, что в невозмущенном потоке ($x_0=-6$) степенной закон хорошо описывает профиль скоростей практически по всей толщине слоя и параметр $n_i=6,8$, что характерно для развитого турбулентного слоя.

ближаясь к расчетным значениям на стенке кругового конуса за скачком уплотнения (прямые 2). При безотрывном обтекании сразу же за изломом поверхности величина p_0 близка к расчетному значению для плоского клина, а на расстоянии примерно $30\delta_0$ согласуется с расчетом давления на стенке конуса с углом полураствора θ .

Из этих данных следует, что пограничный слой в осесимметричном течении развивается при наличии градиентов параметров внешнего потока на большой длине ($\sim 30\delta_0$). Известно [3, 7], что наиболее сильно профиль скорости пограничного слоя будет деформирован, если отношение давлений на скачке превысит критическое значение p_{cr} , при котором возникает отрыв. Зависимости $p_{cr}(M)$ были опубликованы ранее

При безотрывном течении пограничного слоя через скачок уплотнения ($M=3$, $\theta=12^\circ$, точки 1 и 2) даже во внешней части слоя, которая наиболее чувствительна к воздействию положительного градиента давления, сохраняется высокая наполненность профиля скорости ($n_i \approx 5$) сразу же за скачком ($x_0=2,1$). В пристенной части слоя параметр $n_i=7,4$, т. е. он превышает соответствующее значение перед скачком. При $x_0=6,3$ профиль скорости вновь может быть описан степенным законом с постоянным параметром n по всей толщине слоя, но при этом величина n_2 уже превышает значение n_1 перед взаимодействием.

Сравнение профилей скорости для течения с турбулизатором (точки 1) и без него (точки 2) показано на том же рисунке для $x_0=-6$; 2,1; 6,3 и 14,2. Видно, что применение турбулизатора не приводит к изменению наполненности профиля скорости как перед скачком уплотнения, так и за ним. Следовательно, длина модели от передней кромки до области взаимодействия такова, что обеспечивается развитый турбулентный пограничный слой и исключается необходимость искусственной турбулизации.

На фиг. 2 приведены также данные для течения с отрывом потока ($M=3$, $\theta=25^\circ$, точки 3), который приводит к качественному и количественному изменению профилей скорости и динамики их деформации. Непосредственно за скачком уплотнения при $x_0=2,1$ показатель степени во внешней части слоя $1/n_e \approx 1/2$, что характерно для течения с отрывом, однако в пристенной части показатель степени достаточно высок ($1/n_i \approx 1/6$). Можно видеть, что темп увеличения наполненности профиля скорости выше, чем при $\theta=12^\circ$, и параметр n_2 при $x_0=14,2$ более чем в 2 раза превышает соответствующую величину перед взаимодействием и в 1,7 раза значения n_2 для безотрывного течения. Сопоставление профилей скорости свидетельствует об отсутствии автомодельности не только в области взаимодействия ($-3 < x_0 < 5$), но и на удалении от нее. При $x_0 > 14$ автомодельность профиля скоростей вновь восстанавливается.

Сравнение данных для безотрывного и отрывного течений показывает, что они качественно согласуются между собой, а в некоторых аспектах наблюдается количественное соответствие, в частности в обоих случаях длина релаксации пограничного слоя составляет примерно $(8-10)\delta_0$. Из полученных результатов следует, что степенная зависимость не позволяет с приемлемой точностью описать профили скоростей по всей толщине слоя. Погрешность такого описания особенно заметна при отрывном течении.

Вместе с тем ранее было показано [8], что такое описание возможно в рамках двухслойной модели, но при этом необходимо знать толщину пристенной части слоя, которая имеет более высокую наполненность, чем перед взаимодействием, т. е. быстро «забывает» о воздействии скачка уплотнения. Результаты, полученные в настоящих опытах, согласуются с данными для плоского течения [7] и подтверждают выводы работы [8] об увеличении толщины пристенной части пограничного слоя с ростом числа Маха от значений $y=0,25\delta_0$ при $M=1,9$ до $y=(0,4-0,5)\delta_0$ при $M=5$, а также о консервативности условной границы раздела пристенной и внешней частей слоя относительно угла поворота потока.

Анализ профилей скорости показывает, что их наполненность быстро увеличивается за счет усиления турбулентного обмена, причем тем быстрее, чем выше интенсивность скачка уплотнения. Таким образом, из приведенных результатов следует, что пограничный слой за скачком уплотнения является существенно неравновесным в кинематическом смысле, т. е. находится в состоянии интенсивной перестройки под турбулизирующим воздействием скачка уплотнения по крайней мере на длине $(10-15)\delta_0$.

3. Приведенные выше данные показывают, что степенной закон не всегда пригоден для аналитического описания профилей скорости пограничного слоя, поскольку степенную зависимость можно рассматривать

ных фиг. 3. На той же фигуре показаны профили скоростей для безотрывного течения ($M=3$, $\theta=12^\circ$, точки $4-x_0=2,5$; $5-x_0=6$). Видно, что логарифмический закон распространяется почти до самой стенки ($y^+\approx 30$), что свидетельствует об уменьшении толщины ламинарного подслоя.

На внешней границе пограничного слоя непосредственно за скачком значительно возрастает компонента скорости, определяемая законом следа, с максимумом непосредственно за областью взаимодействия при $x_0=2,5$. По мере удаления от области взаимодействия эта компонента скорости уменьшается и одновременно улучшается соответствие экспериментального профиля с теоретическим законом стенки — следа ($x_0=6$, точки 5). Очевидно, что увеличение компоненты скорости и толщины струйной части пограничного слоя, т. е. той части слоя, в которой скорость u^+ отклоняется от универсального логарифмического закона, является отражением турбулизирующего воздействия скачка уплотнения, которое приводит затем к увеличению наполненности профиля скоростей.

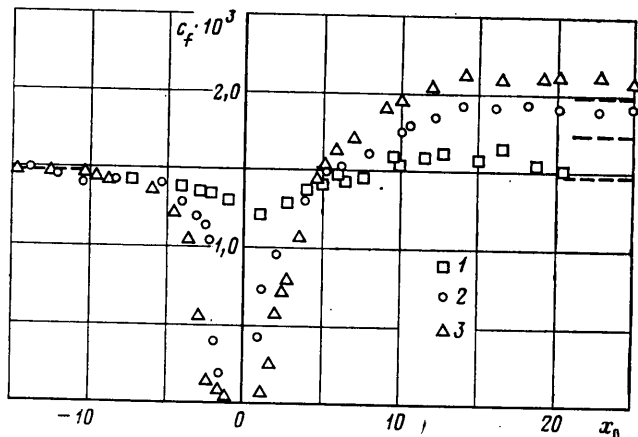
Увеличение интенсивности скачка уплотнения при $M=3$, $\theta=20^\circ$ одновременно с ростом области отрыва приводит к значительному увеличению компоненты скорости, определяемой законом следа, максимальное значение которой достигается вблизи излома поверхности (фиг. 3, точки 6, $x_0=0,5$), т. е. в области отрыва. При этом логарифмический участок в профиле скорости отсутствует. После присоединения логарифмический участок восстанавливается (точки 7, $x_0=2$), но компонента скорости, соответствующая струйной части пограничного слоя, все еще остается очень большой. При удалении от области взаимодействия (точки 8, $x_0=4,9$) профиль скорости быстро возвращается к обычной форме, соответствующей закону стенки — следа. На расстоянии $x_0\geq 10$ профиль скорости стабилизируется (точки 9, $10-x_0=7,8$ и $15,7$) и с удовлетворительной точностью описывается законом стенки — следа по всей толщине слоя. Увеличение интенсивности скачка уплотнения ($M=3$, $\theta=25^\circ$) приводит к дальнейшему увеличению области струйного течения в силу увеличения области отрыва, но качественно характер эволюции профиля скорости сохраняется.

Анализ профилей скорости за скачком уплотнения показал, что имеется различие между экспериментальными данными в средней части слоя ($y^+\approx 100-500$) и законом стенки — следа. Экспериментальные значения превышают теоретические, соответствующие универсальному логарифмическому закону, что хорошо видно при $x\geq 8$ (точки 8—12 на фиг. 3). Это различие сохраняется при всех углах θ , но возрастает с ростом угла поворота потока, т. е. с ростом размеров отрывной зоны (см. точки 11 — $x_0=6,5$ и 12 — $x_0=14,4$ для $\theta=25^\circ$), что обусловлено отрывом пограничного слоя и его последующим присоединением. Одно из предположений, объясняющее этот факт, состоит в том, что после присоединения образуется «новый» пограничный слой, который развивается в условиях повышенной внешней турбулентности потока. Естественно, что толщина нового слоя зависит от размеров области отрыва.

При этом можно отметить, что наклон профиля скорости в турбулентном ядре отличается от универсального логарифмического закона, определяемого величиной k^{-1} . Величина k не остается постоянной и равной 0,41 для всего пограничного слоя: меньшие значения получаются во внутренней части слоя (а), а большие — в его внешней части (б), что не противоречит существующим физическим представлениям о характере изменения длины пути смешения в пограничном слое. Тогда видимую выпуклость в средней части профиля пограничного слоя (точки 12 и штриховая линия на фиг. 3) можно рассматривать как функцию следа внутренней части слоя. Аналогично во внешней части слоя $y^+>500$ можно выделить линейный участок, соответствующий логарифмическому закону, но с меньшим наклоном, и собственно компоненту скорости, определяе-

мую законом следа, уже на внешней границе пограничного слоя. Наиболее значительно этот эффект проявляется в случае развитого отрыва ($M=3$, $\theta=25^\circ$), когда пограничный слой после присоединения не описывается логарифмическим законом даже при $x_0=14,4$.

Следует отметить, что указанная ранее возможность двухслойной аппроксимации профиля скорости пограничного слоя за скачком уплотнения в рамках степенного закона сохраняется и при аппроксимации того же профиля по закону стенки — следа, как это показано штриховой линией на фиг. 3 для $\theta=25^\circ$ при $x_0=14,4$. В средней части профиля можно выделить «полку», т. е. участок, где $u^+=\text{const}$. Внешняя часть слоя (2) начинается сразу же за «полкой», когда u^+ вновь увеличивается. В этом слу-



Фиг. 4

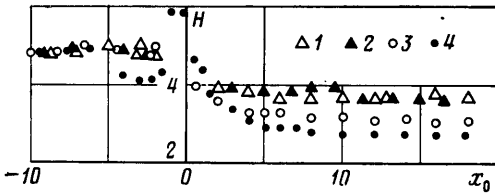
чае двухслойная аппроксимация профиля может быть связана с физической картиной течения и структурой турбулентности в пограничном слое. Толщина пристенной части слоя согласуется с данными [8], т. е. отмеченная ранее двухслойная структура профиля скорости основывается на физических процессах, характерных для пристенной и внешней частей слоя.

Необходимо упомянуть о постоянных B и k в соотношении (1), которые, строго говоря, в течениях с градиентом давления не остаются постоянными. Известно, что величина B может изменяться в достаточно широких пределах 4,8—7,0 [10], тогда как величина $k=0,4-0,41$ обычно принимается постоянной. Вместе с этим полученные данные, а также данные других авторов для таких сложных течений свидетельствуют, что величины B и k зависят от градиента давления и градиента касательного напряжения и, следовательно, могут быть определены на основании имеющихся экспериментальных данных. В частности, в настоящих опытах было получено, что величина k может уменьшаться до 0,33—0,35 во внутреннем слое и увеличиваться до 0,5 во внешней части пограничного слоя, как это видно, например, из данных фиг. 3. Величина B достигала примерно 10, что выше значений, приведенных в [10].

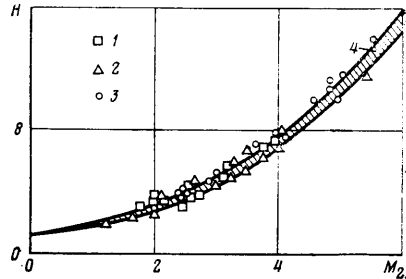
4. На основании измеренных профилей средней скорости было получено распределение коэффициента поверхностного трения C_f в области взаимодействия пограничного слоя со скачком уплотнения и за ней на расстоянии до $30\delta_0$. Поскольку прямое измерение поверхностного трения, особенно в осесимметричных течениях с градиентом давления, представляет очень сложную задачу, был разработан приближенный метод его определения, основанный на использовании преобразования уравнений сжимаемого газа к уравнениям несжимаемой жидкости с последующим применением эмпирического соотношения Людвиг — Тиллмана для вычисления коэффициента трения. Методика расчета, анализ погрешностей и оценка возможности такого подхода для сложных течений, в том числе и течений с отрывом, обсуждались в [11]. Полученные таким образом данные представлены на фиг. 4 для $M=3$ при $\theta=12, 20$ и 25° (точки 1, 2 и 3 соответственно).

Видно, что коэффициент поверхностного трения быстро уменьшается от начального значения, соответствующего пограничному слою на плоской пластине, до нуля на линии отрыва, а затем возрастает более медленно от линии присоединения потока до значений, превышающих величину C_f в невозмущенном потоке. Увеличение поверхностного трения за область взаимодействия существенным образом зависит от интенсивности скачка уплотнения и составляет при безотрывном течении ($M=3$, $\theta=12^\circ$) 10–15%, а при развитом отрыве (например, $M=3$, $\theta=25^\circ$) достигает 40–60%.

Экспериментальные величины C_f выше расчетных значений, определенных для пластины при локальных числах M и Re и отмеченных на фиг. 4 штриховыми линиями. Этот результат показывает, что вывод работы [12] о том, что равновесные значения C_f достигают локальных значений перед скачком уплотнения недостаточно обоснован, так как в упомянутой работе рассмотрена лишь ограниченная область течения $x=6\delta_0$, когда поверхностное трение еще возрастает, что следует также из вида зависимости $C_f(x)$. В настоящей работе доказано, что область релаксации по-



Фиг. 5



Фиг. 6

граничного слоя составляет около 15%, поскольку на этой длине C_f достигает максимальных значений и затем изменяется, как на плоской пластине. Полученные данные согласуются с результатом анализа профилей скорости.

5. Представляют интерес измерения интегральных параметров пограничного слоя при его переходе через скачок уплотнения: толщины вытеснения δ^* , потери импульса δ^{**} и потери энергии δ^{***} , и их эволюция за область взаимодействия. Эти толщины используются обычно в интегральных методах расчета пограничного слоя, но особую важность знание зависимостей $\delta^*(x)$, $\delta^{**}(x)$ и $\delta^{***}(x)$ приобретает в условиях течений с градиентом давления и течений, в которых условия на внешней границе пограничного слоя терпят разрыв (скачок уплотнения, ввер волн разрежения). Из физических соображений очевидно, что указанные величины при протекании пограничного слоя через скачок в общем случае не остаются постоянными даже при безотрывном течении, что было показано ранее теоретически и подтверждено экспериментально [2, 7, 8]. Применительно к осесимметричному течению эти результаты подтверждены в данной работе.

Одним из наиболее важных интегральных параметров, характеризующих профиль скорости пограничного слоя, является его формпараметр $H = \delta^*/\delta^{**}$. Особенность зависимости $H(x)$ при переходе пограничного слоя через скачок уплотнения состоит в том, что формпараметр изменяется лишь в узкой области $x = \pm 2\delta_0$ (фиг. 5), т. е. по существу только в области отрыва, тогда как интегральные толщины уменьшаются на значительно большей длине [2]. За область взаимодействия величина H уменьшается тем сильнее, чем больше интенсивность скачка уплотнения (на фиг. 5 $M=3$, точки 1 – $\theta=12^\circ$, 2 – $\theta=12^\circ$ с турбулизатором, 3 – $\theta=20^\circ$, 4 – $\theta=25^\circ$), но остается постоянной вниз по потоку даже при наличии отрыва пограничного слоя ($\theta=25^\circ$).

Величина формпараметра пограничного слоя за скачком уплотнения может быть вычислена по плоскому течению при локальных параметрах потока (M_e , Re^{**}), о чем свидетельствуют данные фиг. 6, где приведены формпараметры для осесимметричного (1) и плоского (2 – данные [7]) течений перед скачком уплотнения и за ним. На этой же фигуре показаны результаты, относящиеся к течению за ввером волн разрежения (3 – данные [13]). Во всех случаях экспериментальные значения H брались на расстоянии не более чем (2–3) δ_0 от излома поверхности. Заштрихованная полоса 4 соответствует теоретическому расчету для плоской пластины [9] в диапазоне чисел Рейнольдса, реализованных в опытах ($Re_e = (10-20) \cdot 10^6$).

В заключение следует заметить, что выше анализировались в основном результаты для числа $M=3$ в диапазоне углов поворота стенки. Вместе с этим были получены данные для чисел $M=2$; 2,5 и 4 [2], которые полностью подтвердили все положения и выводы работы и представляют

в количественном отношении самостоятельный практический интерес. Таким образом, получены новые экспериментальные данные о структуре сжимаемого турбулентного пограничного слоя для осесимметричного течения и показано существенное увеличение его наполненности за скачком уплотнения, а также значительное возрастание поверхностного трения в этих условиях. Представленные в работе результаты согласуются с данными для плоских течений, которые были получены ранее, что свидетельствует об общности сделанных выводов и возможности обобщения экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гогош Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 387 с.
2. Гольдфельд М. А., Тютина Э. Г. Исследования сжимаемого осесимметричного турбулентного пограничного слоя в сложных условиях с отрывом потока. Новосибирск, 1983. 52 с.
3. Settles G. S., Vas I. E., Bogdonoff S. M. Details of a shock-separated turbulent boundary layer of a compression corner.— AIAA Journal, 1976, v. 14, № 12, p. 1709–1715.
4. Амелина М. А., Вышенков Ю. И., Демьяненко В. С., Желтоходов А. А., Зуенко В. С. Исследование по методике измерения давлений в аэродинамической трубе Т-313 с автоматическим вводом и обработкой данных на ЭВМ.— В сб.: Аэрофизические исследования. Вып. 5. Вопросы газодинамики. Новосибирск, 1975, с. 287–291.
5. Петров Г. И., Лихущин В. Я., Некрасов И. П., Соркин Л. И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения.— Тр. ЦИАМ, 1952, № 224. 28 с.
6. Панов Ю. А., Швец А. И. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— В сб.: Прикладная механика. Киев, 1966, т. 2, № 1, с. 99–105.
7. Гольдфельд М. А., Долгов В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя после взаимодействия со скачком уплотнения при $M=2-6$.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1976, вып. 3, № 13, с. 9–14.
8. Гольдфельд М. А. Расчет параметров пограничного слоя после взаимодействия со скачком уплотнения и веером волн разрежения при наличии теплообмена.— В сб.: Аэрофизические исследования. Вып. 6. Физическая газодинамика. Новосибирск, 1976, с. 132–137.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
10. Fernholz H. Geschwindigkeitsprofile, Temperaturprofile und halbempirische Gesetze in kompressiblen turbulenten Grenzschichten bei konstantem Druck.— Ingenieur – Archiv, 1969, B. 38, № 4–5, S. 311–328.
11. Гольдфельд М. А., Сарен Ю. А. Приближенное определение поверхностного трения по профилю скорости двумерного сжимаемого турбулентного пограничного слоя.— В сб.: 3-я Всесоюз. школа по методам аэрофизических исследований. Сб. докл. Новосибирск, 1982, с. 129–132.
12. Settles G. S., Fitzpatrick T. J., Bogdonoff S. M. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow.— AIAA Journal, 1979, v. 17, № 6, pp. 579–585.
13. Гольдфельд М. А. Особенности развития сверхзвукового турбулентного пограничного слоя после протекания через веер волн разрежения.— В сб.: Исследования пристенных течений вязкого газа. Новосибирск, 1979, с. 103–123.

Новосибирск

Поступила в редакцию
29.II.1984