

8. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. И. Некоторые задачи о неизотермическом стационарном течении вязкой жидкости.— ПМТФ, 1965, № 5.
9. Регирер С. А. Влияние теплового эффекта на вязкое сопротивление в установившемся одномерном течении капельной жидкости.— ПММ, 1956, т. 22, вып. 3.
10. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. И. О гидродинамическом тепловом «взрыве».— ДАН СССР, 1965, т. 163, № 1.
11. Бостанджиян С. А., Черняева С. М. Некоторые задачи о неизотермическом стационарном течении неньютоновской жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 3.
12. Вулис Л. А., Гусика П. Л., Жижин Г. В. Качественное исследование одномерного стационарного МГД-течения проводящего газа.— Магнитн. гидродинамика, 1971, № 4.
13. Вулис Л. А., Гусика П. Л., Жижин Г. В. Двухфазное течение в канале постоянного сечения.— ПМТФ, 1972, № 4.
14. Жижин Г. В. Двухфазное течение с трением.— ИФЖ, 1977, № 1.
15. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1974.

УДК 532.526

## ПЕРЕХОД ЛАМИНАРНОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ

*В. И. Лысенко, А. А. Маслов*  
(Новосибирск)

Исследованию влияния числа Маха  $M$ , единичного числа Рейнольдса  $Re_1$  и притупления передней кромки  $b$  на положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный для адиабатически нагретой модели посвящено большое число работ (см., например, [1—4]). Обзор работ иностранных авторов можно найти в [5]. Влияние охлаждения модели на переход сверхзвукового пограничного слоя также исследовалось во многих работах (см., например, [5]), однако систематические исследования по влиянию перечисленных выше факторов на переход пограничного слоя на охлажденной поверхности практически отсутствуют. Как правило, эксперименты проведены для одного — двух чисел Маха при различных  $Re_1$ . Исследование влияния притупления передней кромки охлаждаемой модели на переход не проводилось.

В [6] эксперименты проведены при трех числах Маха ( $M = 3,0; 3,5; 4,0$ ), но результаты представлены в относительных координатах, и систематизировать их по числам Маха невозможно. В [7] эксперименты проведены также при трех числах Маха ( $M = 1,9; 2,7; 3,65$ ), но для каждого из этих чисел Маха единичное число Рейнольдса разное.

Упомянутые выше эксперименты проведены в различных аэродинамических установках, каждой из которых соответствует свое спектральное распределение энергии возмущений в рабочей части, которое, как правило, не приводится. Поэтому сопоставление данных для разных установок не может быть вполне корректно.

Следует отметить, что исследования по влиянию различных факторов на такую интегральную характеристику, как число Рейнольдса перехода, не привели к такому пониманию механизма процесса перехода, чтобы иметь возможность предсказать его положение. Однако некоторые из сторон явления перехода удалось прояснить. В последние годы все большее внимание уделяется так называемым «микроскопическим» исследованиям перехода — изучению структуры возмущений, их взаимодействия, состава и т. д. Признавая всю важность таких исследований, отметим, что для некоторых типов экспериментов изучение закономерностей перехода в широком диапазоне определяющих параметров и при контролируемых внешних условиях все еще остается целесообразным. К таким экспериментам относится влияние охлаждения на переход.

Результаты, полученные в работах по исследованию перехода на охлажденных поверхностях, весьма разнообразны и противоречивы. Обнаружены как стабилизирующее влияние охлаждения, так и дестабилизирующее, их чередование и полное отсутствие какого-либо влияния. Некоторые из наблюдаемых явлений в последнее время объяснены. Так, в [8] показано, что причиной «ре-

верса перехода», наблюдаемого при экспериментах в аэродинамических трубах, является иней, покрывающий модель при низких температурах. В [9] экспериментально показано, что для больших чисел Маха переход определяется второй модой возмущений, на которые охлаждение оказывает дестабилизирующее влияние. Тем не менее при таком разнообразии результатов целесообразно исследование перехода в возможно широком диапазоне параметров при контролируемом спектре внешних возмущений. Такие данные могут быть использованы также для сравнения с результатами расчетов.

Данная работа проведена с целью исследовать влияние охлаждения на переход сверхзвукового пограничного слоя на пластине в диапазоне параметров, которые позволяют получать аэродинамическая труба Т-325 ИТМ СО АН СССР, и выяснить, насколько полученные результаты согласуются с физическими представлениями о причинах, вызывающих переход.

1. Исследования были проведены в аэродинамической трубе Т-325, имеющей рабочую часть с сечением  $200 \times 200$  мм. Описание этой трубы приведено в [10]. В [11] даны характеристики турбулентности потока в рабочей части Т-325.

Параметры потока (температура в форкамере, статическое давление в рабочей части и полное давление в форкамере) определялись стандартной аппаратурой, которой оборудованы аэродинамические трубы, что позволяло определить  $Re_1$  со среднеквадратичной погрешностью, не превышающей  $\pm 2\%$ .

Исследуемая модель представляла собой плоскую пластину длиной 450 мм, шириной 200 мм и толщиной 9 мм с углом скоса передней кромки  $20^\circ$  [8]. Передняя кромка затуплялась под прямым углом к поверхности пластины,  $b$  — толщина притупления. Для охлаждения модели использовалась смесь жидкого и газообразного азота. Температура на поверхности модели определялась с помощью десяти термопар «нержавеющая сталь — константан». Погрешность определения температурного фактора  $T_w$  (отношение температуры поверхности к температуре восстановления) для каждой термопары не превышала  $\pm 1\%$ . При построении зависимости  $Re^* = f(T_w)$  для каждого значения числа Рейнольдса перехода определялась средняя температура поверхности на участке от передней кромки модели до точки перехода. Число Рейнольдса перехода вычислялось по расстоянию от передней кромки модели и значениям скорости и вязкости в набегающем потоке.

Положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на модели определялось по распределению полного давления вдоль ее поверхности. Использовалась трубка полного напора с внешними размерами  $1,3 \times 0,3$  мм и внутренними  $1,1 \times 0,2$  мм, датчик ДМИ-1, преобразователь ИВП-2. Трубка скользила вдоль модели по ее поверхности. Распределение сигнала фиксировалось на самописце, горизонтальное перемещение пера которого было синхронизовано с перемещением пневмонасадка. За начало и конец перехода принималось соответственно положение минимума и максимума получаемой зависимости сигнала ДМИ-1 от продольной координаты. Погрешность определения числа Рейнольдса перехода не превышала  $\pm 6\%$ .

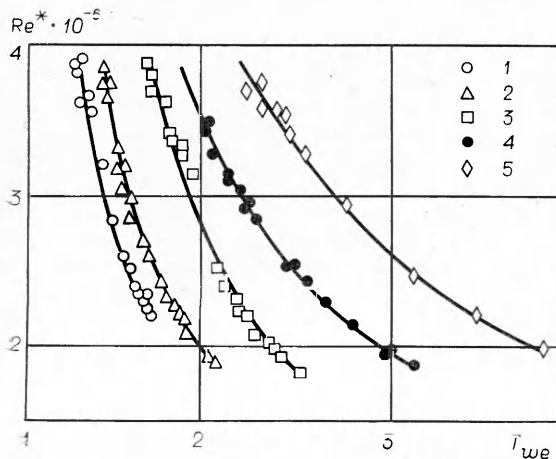
Следует отметить, что при измерении перехода насадком полного давления положение минимума получаемой кривой зависит от относительной толщины насадка и, видимо, от его формы и размеров внутреннего отверстия. В [12] предлагается эмпирическая зависимость, позволяющая для случая теплоизолированной пластины провести корректировку результатов, полученных насадками различной высоты. Оценки по формулам [12] показали, что качественный вид полученных в данной работе зависимостей при учете относительного размера насадка не изменяется, а справедливость приведенных в ней формул для случая охлаждаемой поверхности не проверялась, и поэтому корректировка не проводилась.

Как показали исследования [8], «реверс перехода», полученный в некоторых работах по исследованию влияния охлаждения на переход, вызывается появляющимся на поверхности модели инеем, высота, интенсивность нарастания и температура начала выпадения которого зависят от влажности воздуха в эксперименте. В связи с этим данные исследования проводились при крайне небольшой влажности (относительная влажность воздуха перед осушением была  $\chi = 0,11-0,22$ ). В результате заметный слой инея появлялся лишь в экспериментах при  $M=2$  и больших единичных числах Рейнольдса, т. е. при большой плотности и соответственно большой абсолютной влажности воздуха в рабочей части аэродинамической трубы. Поэтому исследование влияния числа Маха проводилось при сравнительно небольшом (оказавшемся максимально возможным из-за высказанных соображений) единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 25 \cdot 10^6$  1/м.

2. В первой серии экспериментов исследовалось влияние числа Маха на положение области перехода при охлаждении поверхности модели. Измерения были проведены при единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 25 \times 10^6$  1/м и притуплении передней кромки  $b = 0,10$  мм. Результаты представлены на фиг. 1, где  $T_{we}$  — отношение температуры поверхности к статической температуре набегающего потока;  $Re^*$  — число Рейнольдса перехода, определенное по началу области перехода, точки 1—5 соответствуют  $M = 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0$ .

Для всех чисел Маха числа Рейнольдса перехода монотонно увеличиваются при уменьшении температуры поверхности. Наиболее сильный рост  $Re^*$  при уменьшении  $T_{we}$  отмечается для  $M = 2,0$ . При увеличении числа Маха влияние охлаждения ослабевает.

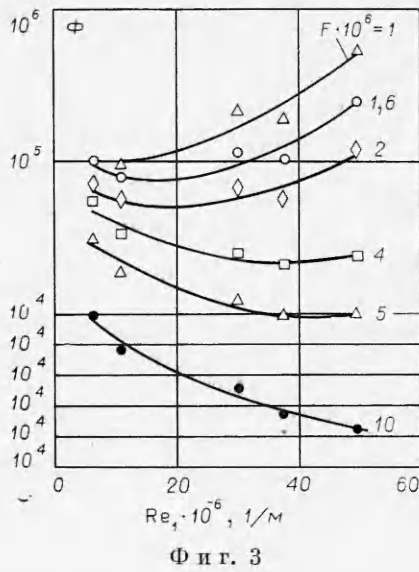
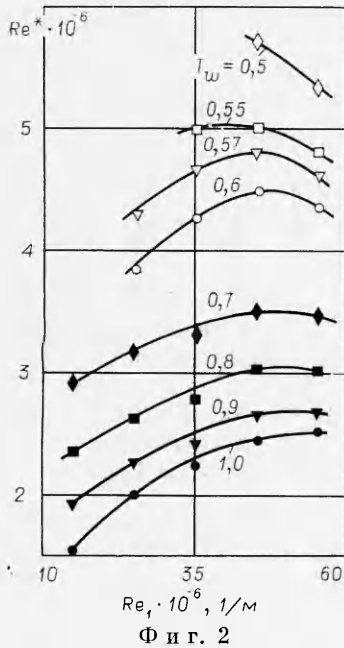
Ослабление влияния охлаждения при увеличении числа Маха может быть связано с усилением взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя со звуком. Турбулентность в рабочей части Т-325 определяется в основном звуком, излучаемым турбулентным пограничным слоем на стенках сопла и рабочей части [11]. Согласно [13], переход в сверхзвуковом пограничном слое, облучаемом звуком, вызывается вихревыми волнами типа волн Толлмина — Шлихтинга, которые образуются из звуковых в окрестности кривой нейтральной устойчивости. Сами звуковые волны усиливаются сверхзвуковым пограничным слоем и тем сильнее, чем больше число Маха [13, 14]. При охлаждении поверхности модели кривая нейтральной устойчивости сдвигается в область больших чисел Рейнольдса [15, 16], и меньше становятся коэффициенты усиления возмущений, что приводит к затягиванию перехода. На взаимодействие пограничного слоя со звуком охлаждение оказывает существенно меньшее влияние.



Фиг. 1

По мере того, как нейтральная кривая сдвигается в область больших  $Re$ , переход начинают определять все более низкочастотные звуковые возмущения, которые успевают существенно усилиться. Это приводит к увеличению возмущений в пограничном слое и замедлению темпов роста чисел  $Re^*$  при уменьшении  $T_{we}$ . Наиболее отчетливо такой процесс должен проявляться при увеличении числа Маха.

3. Вторая серия экспериментов была проведена при  $M=4,0$  и притуплении перед-



ней кромки  $b = 0,10$  мм для  $Re_1 = (15; 25; 35; 45; 55) \cdot 10^6$  1/м. Для каждого значения  $Re_1$  строилась зависимость  $Re^* = f(T_w)$ , аналогичная представленным на фиг. 1. На фиг. 2 приведены точки, соответствующие полученным зависимостям.

При низких значениях  $Re_1$  влияние охлаждения несколько больше, и максимум зависимости  $Re^* = \varphi(Re_1)$  при охлаждении сдвигается из области больших  $Re_1$  в область меньших. Такое поведение чисел  $Re^*$  находится в полном соответствии с измерениями энергетических спектров пульсаций давления в рабочей части аэродинамической трубы Т-325 для  $M = 4,0$ , полученных в [11] и приведенных на фиг. 3, где  $\Phi(F)$  — энергия пульсаций давления, соответствующая данной безразмерной частоте пульсаций давления  $F$ . Для удобства сравнения начала координат для каждой кривой на фиг. 3 сдвинуты вверх по мере увеличения безразмерной частоты так, что верхняя координатная сетка соответствует  $F = 10^{-6}$ . Масштаб для всех графиков выбран одинаковый и совпадает с верхним. Точки на фиг. 3 соответствуют осредненным кривым работы [11].

При изменении  $Re_1$  характер развития возмущений в линейной области не изменяется [17], и переход в основном определяется начальной интенсивностью пульсаций в некоторой полосе частот, определяемой комплексом влияющих параметров (среднее течение, спектральный состав внешних возмущений, условия формирования спектра возмущений в пограничном слое и т. д.). Для аэродинамических труб типа Т-325 и для модели плоской теплоизолированной пластины переход определяется частотами с  $F \sim 10^{-5}$  [11]. Для этой частоты энергия пульсаций давления уменьшается при увеличении  $Re_1$  (см. фиг. 3), и в соответствии с этим растет число Рейнольдса перехода для  $T_w = 1,0$  (см. фиг. 2). Приведенные на фиг. 3 данные представляют собой начальные условия для возмущений. При неизменном ламинарном пограничном слое чем меньше начальные пульсации давления, тем дальше переход.

При уменьшении температуры поверхности изменяется состояние ламинарного пограничного слоя как усилителя внешних возмущений. Нейтральная кривая сдвигается в область больших чисел  $Re$ , уменьшается диапазон неустойчивых частот и их величина [15, 16]. Переход начинают определять частоты с частотами  $F < 10^{-5}$ , для которых в зависимости  $\Phi = \Phi(Re_1)$  наблюдается минимум (см. фиг. 3),

в соответствии с которым в зависимости  $Re^* = \varphi(Re_1)$  наблюдается максимум (см. фиг. 2).

Более наглядно можно проследить соответствие результатов фиг. 2 и 3, если воспользоваться оценками величины  $F$  для случая полной стабилизации пограничного слоя охлаждением поверхности [15, 18]:

$$\alpha \rightarrow 1/\sqrt{Re}, \quad c \rightarrow 1-1/M,$$

где  $\alpha$  — волновое число возмущения;  $c$  — его фазовая скорость. Тогда

$$F = \alpha c / \sqrt{Re} \sim 1/Re,$$

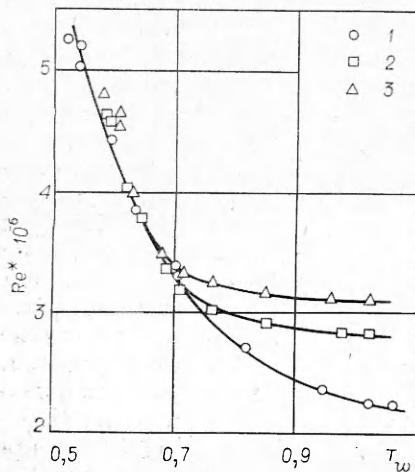
т. е. при увеличении, например, вдвое числа Рейнольдса перехода вдвое должна уменьшиться определяющая переход безразмерная частота. Если для  $Re_1 = 50 \cdot 10^6$  1/м и  $T_w = 1,0$  число  $Re^* = 2,5 \cdot 10^6$ , а  $F \sim 10^{-5}$ , то для  $Re^* = 5 \cdot 10^6$  и  $T_w = 0,55$  должно быть  $F \sim 0,5 \cdot 10^{-5}$ . Для  $F \sim 0,5 \cdot 10^{-5}$  минимум зависимости  $\Phi = f(Re_1)$  наблюдается при  $Re_1 \sim 40 \cdot 10^6$  1/м там же, где максимум зависимости  $Re^* = \varphi(Re_1)$  для  $T_w = 0,55$ .

Такое соответствие данных фиг. 2 и 3 дает возможность предположить, что основное влияние охлаждения на переход осуществляется на стадии линейного развития возмущения.

4. Третья серия экспериментов была проведена при  $M = 4,0$  и  $Re_1 = 35 \cdot 10^6$  1/м для разных значений притупления передней кромки пластины. Результаты этой серии представлены на фиг. 4. Точки 1—3 соответствуют значениям  $b = 0,10; 0,20; 0,36$  мм. Затупление передней кромки затягивает переход и делает более полой зависимость  $Re^* = f(T_w)$  при небольшом охлаждении ( $T_w \sim 1,0$ ). Однако (если предположить, что кривые для  $0 \leq b < 0,10$  мм располагаются относительно друг друга аналогично полученным кривым) при более глубоком охлаждении зависимости  $Re^* = f(T_w)$  для  $b \neq 0$  плавно сопрягаются с зависимостью  $Re^* = f(T_w)$  для  $b = 0$ . Причем чем меньше притупление передней кромки, тем скорее (при больших  $T_w$ ) кривые для  $b \neq 0$  и  $b = 0$  сопрягаются.

Полученные данные дают основание предположить, что для небольших притуплений передней кромки зона влияния притупления на переход конечна и пропорциональна величине притупления. Однако по мере уменьшения температуры поверхности область перехода выходит из этой зоны, и притупление более не оказывает влияния на переход.

Этот вывод не противоречит основным физическим представлениям о механизме влияния притупления на положение области перехода. При



Ф и г. 4

обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком перед ним образуется отсоединенная ударная волна, которая приводит к изменению средних профилей скорости и плотности за счет градиента давления вблизи передней кромки и энтропийного слоя, что оказывает влияние на характер развития возмущений в пограничном слое; влияет на внешние возмущения, которые претерпевают изменения при прохождении через ударную волну, и тем самым изменяются начальные условия для развития турбулентности. По мере увеличения чисел Рейнольдса ламинарного обтекания за счет охлаждения влияние притупления на характеристики среднего течения становится все меньше:

ослабевает градиент давления, и уменьшается влияние энтропийного слоя за счет вовлечения в пограничный слой все новых масс воздуха; ударная волна все ближе подходит к линии Маха, и возмущения проходят через нее, изменяясь несущественно, т. е. по мере увеличения чисел Рейнольдса влияние притупления на переход должно ослабевать.

Таким образом, в диапазоне исследованных параметров при испытаниях в аэродинамической трубе Т-325 охлаждение поверхности модели монотонно увеличивает числа Рейнольдса перехода. При увеличении числа Маха влияние охлаждения ослабевает. Изменения чисел Рейнольдса перехода в зависимости от  $Re_1$  находятся в соответствии с изменениями энергетических спектров внешних возмущений. Притупление передней кромки затягивает переход и ослабляет влияние охлаждения при температурном факторе  $T_w$ , близком к 1; по мере уменьшения  $T_w$  влияние притупления передней кромки на положение перехода уменьшается и постепенно исчезает. Все наблюдаемые в данной работе эффекты качественно согласуются с выводами линейной теории гидродинамической устойчивости и подтверждают предположение о том, что влияние охлаждения на переход проявляется в первую очередь во влиянии на стадию линейного развития возмущений.

Поступила 16 V 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинина С. В., Корнилов В. И. Влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на переход пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях.— ПМТФ, 1973, № 1.
2. Приданов В. Г., Харитонов А. М., Черных В. В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 1.
3. Корнилов В. И., Левченко В. Я., Харитонов А. М. Исследование перехода пограничного слоя на крыловом профиле при сверхзвуковых скоростях.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1971, № 3, вып. 1.
4. Приданов В. Г., Черных В. В. Экспериментальное исследование влияния притупления передней кромки плоской пластины на переход в пограничном слое.— В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1974.
5. Гендерсон А. Гиперзвуковые вязкие течения.— В кн.: Современные проблемы газовой динамики. М., Мир, 1971.
6. Алексеев М. А., Кузьминский В. А., Рагулин Н. Ф., Швалев Ю. Г. Охлаждение поверхности и переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при сверхзвуковых скоростях потока.— В кн.: Аэромеханика. М., Наука, 1976.
7. Van Driest E. R., Boison J. C. Experiments on boundary-layer transition at supersonic speeds.— J. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, N 12.
8. Лысенко В. И., Маслов А. А. Экспериментальное исследование перехода в сверхзвуковом пограничном слое на охлаждаемой пластине. Препринт № 4, ИТПМ СО АН СССР, 1980.
9. Кендолл Д. М. Экспериментальное исследование процесса перехода к турбулентному режиму в сверхзвуковом и гиперзвуковом пограничных слоях на модели в аэродинамической трубе.— Ракетн. техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 3.
10. Багаев Г. И., Лебига В. А. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1972.
11. Лебига В. А. Экспериментальные исследования характеристик турбулентных течений при сверхзвуковых скоростях. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1977.
12. Приданов В. Г., Черных В. В. Влияние насадка полного давления на результаты измерения перехода в пограничном слое.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1974, № 13, вып. 3.
13. Мэж Л. М. Линейная теория устойчивости и проблемы перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный при сверхзвуковом течении.— Ракетн. техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 3.
14. Гапонов С. А., Лебига В. А. и др. Развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое, вызванных внешним звуковым полем.— В кн.: Тр. IX Всесоюз. акуст. конф. М., изд. Акуст. ин-та АН СССР, 1977.
15. Линь Ц-Ц. Теория гидродинамической устойчивости. М., ИЛ, 1958.

16. Маслов А. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя по отношению к трехмерным возмущениям.— ПМТФ, 1974, № 1.
17. Lebiga V. A., Maslov A. A., Pridanov V. G. Experimental investigation of the stability of supersonic boundary layer on a flat insulated plate.— Archives of Mechanics, 1979, vol. 31, N 3.
18. Гапонов С. А., Маслов А. А. Численное решение задачи о полной стабилизации сверхзвукового пограничного слоя.— ПМТФ, 1972, № 2.

УДК 533.657.2

### СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАДНЕЙ КРОМКИ ТОНКОГО ПРОФИЛЯ

А. В. Казаков

(Жуковский)

В исследованиях, посвященных изучению взаимодействия пограничного слоя с внешним невязким потоком при больших докритических числах Рейнольдса  $Re$ , в последнее время эффективно используется метод сращиваемых асимптотических разложений. Асимптотический анализ позволяет получить предельную картину обтекания твердого тела при  $Re \rightarrow \infty$ , определить законы подобия и количественные закономерности, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, в работах [1—4] с помощью метода сращиваемых асимптотических разложений показано, что около мест с большой локальной кривизной контура тела, точек отрыва и присоединения потока появляется область взаимодействия, которая имеет малую длину порядка  $Re^{-3/8}$ . В этой области течения, имеющей трехслойную структуру, распределение давления уже в первом приближении зависит от изменения толщины вытеснения пограничного слоя, а индуцируемый градиент давления, в свою очередь, влияет на течение в пограничном слое. Аналогичная ситуация возникает в окрестности задней кромки плоской пластины, где также появляется область взаимодействия [5, 6]. Течение в окрестности задней кромки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком вязкого газа, рассматривалось в работе [7]. Численные результаты этой работы показывают, что в области взаимодействия напряжение трения на поверхности пластины остается всюду положительным и растет при приближении к задней кромке. Сверхзвуковое течение около задней кромки плоской пластины, установленной под малым углом атаки, исследовалось в работах [8, 9]. В [10] рассмотрено сверхзвуковое течение вязкого газа в окрестности задней кромки плоской пластины под нулевым углом атаки, но с различными значениями скорости в невязкой части потока на верхней и нижней сторонах пластины. В данной работе исследуется более общая задача об обтекании задней кромки профиля с малой относительной толщиной.

Рассмотрим обтекание тонкого профиля, установленного под малым углом атаки, равномерным сверхзвуковым потоком вязкого газа при стремлении характерного числа Рейнольдса к бесконечности ( $Re = \rho_\infty u_\infty l / \mu_\infty = \varepsilon^{-2}$ , где  $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $\mu_\infty$  — плотность, скорость и коэффициент динамической вязкости набегающего потока,  $l$  — длина хорды профиля). В дальнейшем используются только безразмерные величины, для чего все линейные размеры отнесены к  $l$ , скорости — к  $u_\infty$ , плотность — к  $\rho_\infty$ , давление — к  $\rho_\infty u_\infty^2$ , энтальпия — к  $u_\infty^2$ , а коэффициент динамической вязкости — к  $\mu_\infty$ . Для описания течения около профиля будем использовать декартову систему координат  $X_0, Y_0$  с осью  $OX_0$ , направленной вдоль скорости набегающего потока и началом координат в задней кромке профиля. Пусть углы наклона поверхности профиля к направлению набегающего потока имеют порядок  $\tau \ll 1$ . Уравнение поверхности профиля в декартовых координатах запишется в виде

$$Y_0 = \tau F_{1,2}(X_0) \text{ для } -1 \leq X_0 \leq 0,$$