

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА С ЛАМИНАРНЫМ СЛОЕМ В ОБЛАСТИ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ

Е. Н. БОНДАРЕВ (Москва)

Приближенно рассчитаны распределения коэффициентов давления, трения и теплоотдачи в зоне отрыва ламинарного пограничного слоя перед клином на пластине. Для расчета течения в пограничном слое использован интегральный метод Коэна и Решотко.

Обозначения

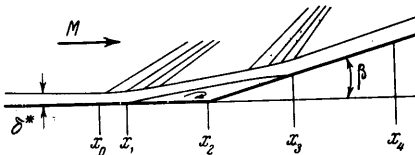
x — расстояние вдоль пластины; y — ордината обтекаемой поверхности; s — расстояние вдоль обтекаемой поверхности; β — угол клина; δ — толщина пограничного слоя; δ^* — толщина вытеснения; δ^{**} — толщина потери импульса; u — скорость;	M — число Маха; R — число Рейнольдса; ρ — плотность; p — давление; τ — трение; C_p — коэффициент давления; C_f — коэффициент трения; α — коэффициент теплоотдачи.
---	---

Индексы:

0 — начало области взаимодействия; 1 — отрыв пограничного слоя; 2 — вершина клина;	3 — присоединение оторвавшегося слоя; 4 — конец области взаимодействия; w — параметры течения на стенке.
--	--

1. При взаимодействии скачков уплотнения достаточной интенсивности с ламинарным пограничным слоем возникают области отрывного течения. Точных методов расчета течения в таких областях пока нет, и поэтому используются приближенные интегральные методы. Работа [1] была одной из самых первых успешных попыток рассчитать взаимодействие почти изэнтропического сверхзвукового потока с пограничным слоем, в результате которого возникает область отрывного течения. В этой работе предполагалось, что распределение давления во внешнем потоке индуцировано ростом толщины вытеснения пограничного слоя и приближенно описывается уравнением для течения Прандтля — Майера. Течение в пограничном слое описывается интегральным уравнением движения. Для решения этого уравнения использовалось однопараметрическое семейство профилей. В качестве параметра была введена некоторая средняя скорость профиля, связь которой с толщиной вытеснения задавалась полуэмпирическим способом. Это создает большие неудобства при применении метода работы [1]. В работе [2] показано, что задачу о взаимодействии можно решить, воспользовавшись более обычными однопараметрическими семействами профилей, в которых градиент давления единственным образом определяет соотношения между интегральными характеристиками пограничного слоя, например, семейством «подобных» решений уравнения Фолкнера — Скэн для отрывного и безотрывного течений в пограничном слое. Однако, в работе [2] задача о взаимодействии решалась упрощенно; предполагалось, что в области взаимодействия меняются только давление p и толщина вытеснения, а число M , плотность, скорость и толщина потери импульса постоянны. Это приводит к завышению давления в области течения за точкой отрыва. В работах [3,4] использовались профили скорости в виде полиномов. В работе [5] использовано однопараметрическое семейство «подобных» решений, но соотношения между местными интегральными характеристиками пограничного слоя определяются не местным градиентом давления, а решением интегрального уравнения для первого момента уравнения движения.

2. В данной работе использован метод типа метода работы [2], но без принятых в этой работе упрощающих предположений. Для описания течения в области взаимодействия использована следующая система уравнений.



Фиг. 1

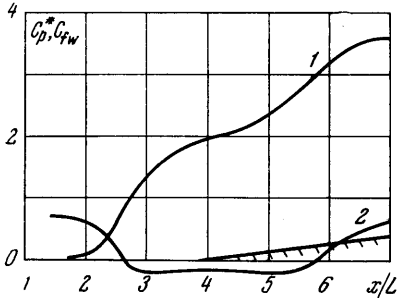
$$\frac{d}{ds} [\rho u^2 \delta^{**}] + \delta^* p \frac{dp}{ds} = \tau_w \quad (2.1)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{p \gamma M^2} \frac{dp}{ds} \quad (2.2)$$

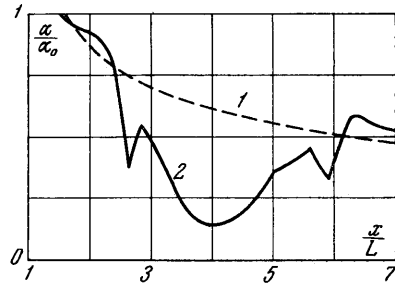
$$\frac{dY}{ds} = \theta \frac{dx}{ds} \quad (Y = y(x) + \delta^*) \quad (2.3)$$

Уравнение (2.1) описывает течение в пограничном слое, (2.2) — уравнение для течения Прандтля — Майера, уравнение (2.3) определяет связь между углом отклонения внешнего потока и толщиной вытеснения пограничного слоя. При практическом

выполнении расчетов уравнение (2.1) решалось по методу Коэна и Решотко [6]. Для решения задачи Коши, начиная с некоторого сечения $x = x_0$, надо задать в этом сечении δ^{**} , δ^* и θ , кроме того, в этом сечении должны быть заданы p и M . Величина dp/ds в этом сечении однозначно определяется величинами δ^{**} и $H = \delta^*/\delta^{**}$, если задано однопараметрическое семейство профилей и в качестве параметра использован местный градиент давления. При использовании метода Коэна и Решотко трудно явно выразить зависимость dp/ds от величин H и δ^{**} , поэтому величина dp/ds в каждом сечении определялась путем итераций. Для этого уравнение (2.2) было разрешено относительно dp/ds , и итерации проводились до тех пор, пока заданное значение dp/ds не совпадало со значением, вычисленным по уравнению (2.2). Параметры δ^{**} , δ^* и θ в сечении $x = x_0$ определялись из решения (2.1) при заданных $p = \text{const}$ и $M = \text{const}$ в области $x < x_0$. В работах [1,5] показано, что если пограничный слой при $x < x_0$ развивается в сильно ускоренном потоке или на сильно охлажденной стенке («сверх-

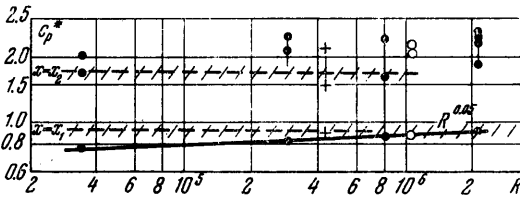


Фиг. 2

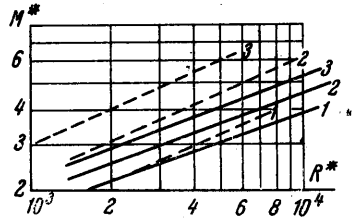


Фиг. 3

критический слой»), то в сечении $x = x_0$ величины θ , p , M , H , dp/ds терпят разрыв. В данном случае расчет проводился для случая теплоизолированной поверхности и течение при $x < x_0$ развивалось при $p = \text{const}$. Предполагалось, что слабым безотрывным взаимодействием в областях $x < x_0$ и $x > x_4$ можно пренебречь и в качестве начальных данных для решения системы уравнений (2.1—2.3) в области $x_0 < x < x_4$ можно в первом приближении использовать результаты решения (2.1) при $p = \text{const}$ в области $x < x_0$. Предполагалось, что в конце области взаимодействия внешний поток параллелен поверхности клина, градиент давления равен нулю, давление на клине соответствует давлению в потоке, изэнтропически повернутом на угол β , соотношения между интегральными параметрами пограничного слоя соответствуют течению на плоской пластине. Для каждого заданного значения x_0 условия в конце области взаимодействия удовлетворялись подбором величины угла клина β . На фиг. 1 показана схема течения.



Фиг. 4



Фиг. 5

3. На фиг. 2 показаны рассчитанные распределения параметра $C_p^* = C_p \sqrt{(M_0^2 - 1)R_1}$ (кривая 1) и коэффициента трения C_{fw}^* (кривая 2) для случая обтекания клина с углом $\beta = 0.128 \text{ рад}$ потоком воздуха при $M_0 = 2$ и $R_0 = 0.26 \cdot 10^6$. На фиг. 3 показано распределение величины α/α_0 , характеризующей тепловой поток к обтекаемой поверхности (кривая 1 соответствует теплообмену на пластине без клина, а кривая 2 — теплообмену на пластине с клином). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными работ [7—10] показывает, что расчет довольно правильно отражает картину течения в области взаимодействия. На фиг. 4 нанесены значения величин C_{p1}^* и C_{p2}^* , рассчитанные в точках отрыва x_1 и точке излома обтекаемой поверхности x_2 для разных углов клина β . Пунктиром нанесены осредненные экспериментальные зависимости этих величин от числа R_1 , а штриховка указывает примерные пределы разброса экспериментальных данных. В точке отрыва экспериментальные и расчетные значения величины C_{p1}^* согласуются с точностью до $\sim 15\%$. В точке излома обтекаемой по-

верхности x_2 величина C_{p2}^* согласуется с экспериментальными данными с точностью до 15% только до значений угла β , соответствующих $C_{p4}^* \approx 4.3$ (C_{p4}^* — коэффициент C_p^* в конце области взаимодействия). При больших значениях β величины C_{p2}^* становятся больше экспериментально измеренных. Следует отметить, что после точки присоединения x_3 давление продолжает расти, причем разность коэффициентов давления ($c_{p4} - c_{p3}$) примерно равна c_{p1} вследствие некоторой симметрии течений до точки отрыва и после точки присоединения.

Представляет определенный интерес выяснить условия возникновения отрыва ламинарного слоя. В работе [9] было проведено экспериментальное определение этих условий на цилиндрах с конической юбкой. Определялось число M^* при заданных значениях R^* и β (M^* — число M , при котором впервые наблюдается отрыв пограничного слоя; R^* — число Рейнольдса, рассчитанное по толщине пограничного слоя и местным параметрам внешнего сверхзвукового потока перед началом области взаимодействия; β — угол отклонения образующей поверхности юбки от направления образующей цилиндра). Если приближенно считать течение у основания юбки плоским, то можно сравнить расчетные и экспериментальные условия возникновения отрыва. На фиг. 5 сравниваются расчетные и экспериментальные зависимости M^* от R^* для различных значений β . Сплошные линии 1, 2, 3, соответствуют экспериментально определенной границе возникновения отрывного течения при значениях $\beta = 0.0873, 0.1309, 0.1745 \text{ рад}$ соответственно. Пунктирными линиями нанесены результаты расчета. Видно, что при $\beta = 0.0873 \text{ рад}$ экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются, хотя при больших R^* отрыв по расчету происходит раньше, т. е. при больших M^* , чем это обнаружено в экспериментах. При больших значениях β отрыв по расчету также происходит несколько раньше, чем это обнаруживается экспериментально. Возможно, что использованный в работе [9] метод экспериментального определения возникновения отрыва при малых R^* недостаточно чувствителен.

Результаты расчетов показывают, что длина зоны отрывного течения растет с ростом числа R^* и почти экспоненциально увеличивается с ростом величины C_{p4}^* .

На фиг. 3 показан пример расчета величины α/α_0 в области отрывного течения, где α — местный коэффициент теплоотдачи, а α_0 — коэффициент теплоотдачи в точке начала взаимодействия x_0 . Пунктиром нанесено распределение отношения α/α_0 на пластине без клина (кривая 1). Качественно характер распределения отношения α/α_0 согласуется с экспериментально измеренными распределениями тепловых потоков в зоне отрывного течения перед клином [11].

Поступила 25 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. С р о с с о L., L e e s L. A mixing theory for the interaction between dissipative flows and nearly isentropic streams. J. Aeronaut. Sci., 1952, vol. 19, No 10.
2. B r a y K. N. C., G a d d G. E., W o o d g e r M. Some calculations by the Crocco-Lees and other methods of interactions between shock waves and laminar boundary layers, including effects of heat transfer and suction. ARC C. P., 1961, No 556.
3. M a k o f s k i. A two-parameter method for shock wave — laminar boundary layer interaction and flow separation. Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford, California, 1963.
4. Е л ь к и н Ю. Г., Н е й л а н д В. Я. О расчете характеристик ламинарных зон отрыва. Инж. ж., 1961, т. 5, № 5.
5. L e e s L., R e e v e s B. L. Supersonic separated and reattaching laminar flow: 1. General theory and application to adiabatic boundary layer. Shock-wave interactions. AIAA Journ., 1964, vol. 2, No 11.
6. S o h e n C. B., R e c h o t k o E. The Compressible laminar boundary layer with heat transfer and arbitrary pressure gradients. NACA Rep., 1956, p. 1294.
7. C h a p m a n D. R., K u e h n D. M., L a r s o n H. R. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA, Rep. 1958, p. 1356.
8. H o l d e r D. W., G a d d G. E. The Interaction between shock waves and boundary layers and its relation to base pressure. Boundary layers effects in aerodynamics. Proceedings of a symposium held at the NPL on 31 march-1 april, 1955.
9. K u e h n D. M. Laminar boundary layer separation induced by flares on cylinders at zero angle of attack. NACA Rep. R., 1962, p. 146.
10. H o l d e r D. W. Interaction between shock waves and boundary layers. JAS Preprint, 1955, No 550.
11. M i l l e r D. S., H y m a n R., C h i l d s M. E. Mach 8 to 22 Studies of flow Separations Due to Deflected Control Surfaces, AIAA, 1964, vol. 2, No 2.