

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗА ПЛОСКИМ УСТУПОМ ПРИ $M_1 = 1.97$

Р. К. ТАГИРОВ

(Москва)

Проблема отрывных течений является одной из важных и сложных проблем аэродинамики. Ей посвящено значительное количество исследований. Однако экспериментальных работ, в которых подробно рассматриваются детали отрывного течения, очень мало. К ним можно отнести работы Сирьикса [1], Бадринараянана [2], Хастингса [3]. Однако в этих работах основное внимание уделено распределению давления вдоль стенок и влиянию пограничного слоя на донное давление. Приведенные в них данные не позволяют получить ясного представления о деформации полей скорости в различных областях отрывного течения.

Для определения деталей в зоне смещения, в частности, за веером воли разрежения и в области присоединения, а также для проверки гипотез, высказываемых при расчетах [4], были проведены экспериментальные исследования отрывного течения за плоским уступом.

1. Модель представляла собой плоский канал с уступом (фиг. 1). Плоское профилированное сопло обеспечивало получение в выходном сечении практически равномерного потока с числом  $M_1 = 1.97$ . Ширина модели была 180 мм, высота выходного сечения сопла 38 мм. Были исследованы уступы двух высот  $h = 45$  и 25 мм, что соответствовало относительным толщинам вытеснения начального пограничного слоя перед уступом  $\delta_1^*/h \approx 0.012$  и 0.022, соответствующие относительные толщины пограничного слоя  $\delta_1/h \approx 0.045$  и 0.08. Исследования велись на холодном осушенном воздухе при постоянном полном давлении у входа в сопло  $p_0^* = 236000$  н/м<sup>2</sup>. Числа Рейнольдса, подсчитанные по параметрам потока перед уступом и высоте  $h$ , были равны соответственно  $R \approx 10^6$  и  $0.6 \cdot 10^6$ .

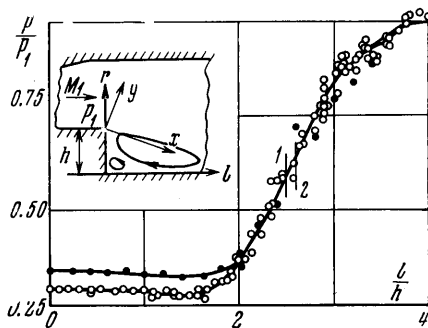
В процессе исследования было измерено распределение давления на стенках. Грубками полного давления, имеющими диаметр 1 мм и вводимыми по нормали к нижней стенке, определялись параметры возвратного течения. Измерения полей полного давления в зоне смещения проводились насадком, вводимым сверху под углом  $\theta$  к плоскости уступа. Величина угла  $\theta$ , представляющего угол наклона вектора скорости к нижней стенке, определялась по распределению давления вдоль нижней стенки. При этом считалось, что изменение давления в основном потоке происходит изэнтропически и статическое давление вдоль наклоненного под углом  $\theta$  сечения постоянно. Были получены теневые снимки потока, а также проведена визуализация течения на границах путем нанесения масла на поверхности уступа и нижней стенки.

Для представления результатов введены две ортогональные системы координат  $r, l$  и  $x, y$ , последняя наклонена под углом  $\theta$  к первой системе (фиг. 1).

С помощью микронасадка, имеющего высоту овального приемного отверстия 0.08 мм, были измерены величины полного давления по высоте пограничного слоя на расстоянии 2 мм вверх по потоку от кромки уступа. Начальный пограничный слой оказался турбулентным, профиль скорости описывался степенным законом с показателем степени  $n_1 \approx 7$ .

2. Измеренные на стенке величины донного давления в пределах точности измерения сохранялись постоянными по высоте уступа. Для исследованных моделей относительное донное давление было равно  $p_b/p_1 \approx 0.29$  при  $\delta_1/h = 0.045$  ( $\delta_1^{**}/h \approx 0.0033$ ) и  $p_b/p_1 \approx 0.34$  при  $\delta_1/h \approx 0.08$  ( $\delta_1^{**}/h \approx 0.0058$ ). Здесь  $\delta_1^{**}$  — толщина потери импульса начального пограничного слоя,  $p_1$  — давление, измеренное на нижней стенке сопла перед уступом. Эти величины относительного донного давления удовлетворительно согласуются с данными других авторов. Были измерены распределения давления на стенке поперек уступа, а также поперек нижней стенки на различных расстояниях от уступа. Они показали, что существуют трехмерные эффекты вблизи боковых стенок канала и что вблизи средней линии имеется область приблизительно постоянного давления. Поэтому все измерения в дальнейшем проводились в основном вдоль средней линии модели.

Распределение давления вдоль нижней стенки для двух исследованных моделей представлено на фиг. 1. Светлые точки соответствуют  $\delta_1/h \approx 0.045$ , черные — 0.08.

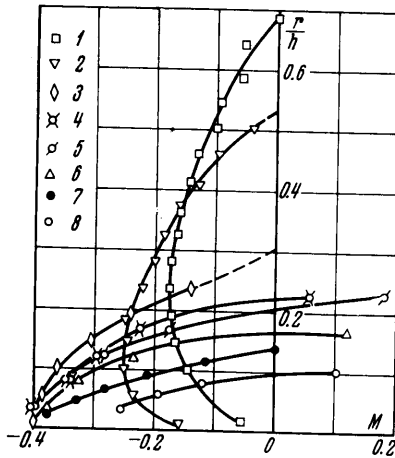


Фиг. 1

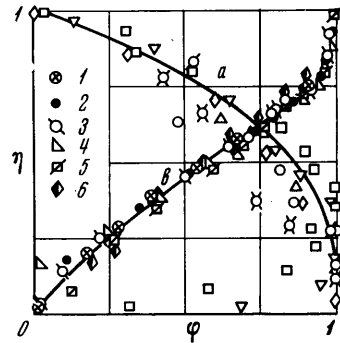
Вертикальными черточками 1 и 2 указаны соответствующие сечения повторного присоединения оторвавшегося потока, определенные после визуализации течения с помощью масла.

Следует отметить, что волны разрежения, отраженные от верхней стенки, не оказывали влияния на течение в модели с  $h = 25$  мм. При  $h = 45$  мм первая отраженная характеристика приходит в сечение, где  $l/h \approx 3.3$ , в то время как сечение присоединения находится на расстоянии  $l/h \approx 2.5$ . Можно ожидать, что это возмущение не оказывает влияния на донное давление.

Измерения Т-образным насадком, имеющим диаметр 1 мм, поля давления по нормали к нижней стенке вблизи нижнего угла уступа ( $l/h = 0.02$ ) выявили существование помимо основного циркуляционного течения также дополнительного циркуляционного течения с противоположным направлением вращения (фиг. 1). Эти измерения показали, что максимальное



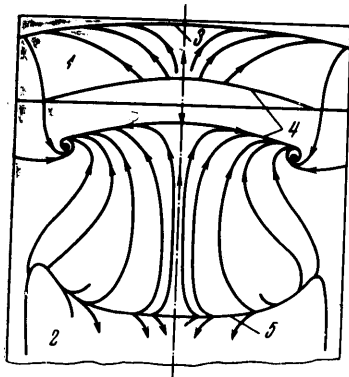
Фиг. 2



Фиг. 3

число  $M$  дополнительного циркуляционного течения вблизи нижнего угла равно приблизительно 0.1.

На различных расстояниях от уступа были измерены поля полных давлений возвратного потока в сечениях, нормальных к нижней стенке. Соответствующие поля чисел  $M$  были построены с использованием известного статического давления, измеряемого на стенке (фиг. 2). Точки 1 ÷ 8 соответствуют значениям  $l/h = 0.56, 0.97, 1.37, 1.5, 1.6, 1.7, 1.77, 1.9, \delta_1/h \approx 0.045$ . Наличие максимальных значений чисел  $M$  у стенки при больших  $l/h$  объясняется тем, что толщина пограничного слоя в этих сечениях была мала по сравнению с диаметром трубки полного давления, равного 1 мм.



Фиг. 4

Полученные поля скоростей возвратного течения аппроксимируются степенной зависимостью

$$\varphi \approx 1 - \eta^3 \quad \left( \varphi = \frac{u}{u_m}, \eta = \frac{r}{r_0} \right)$$

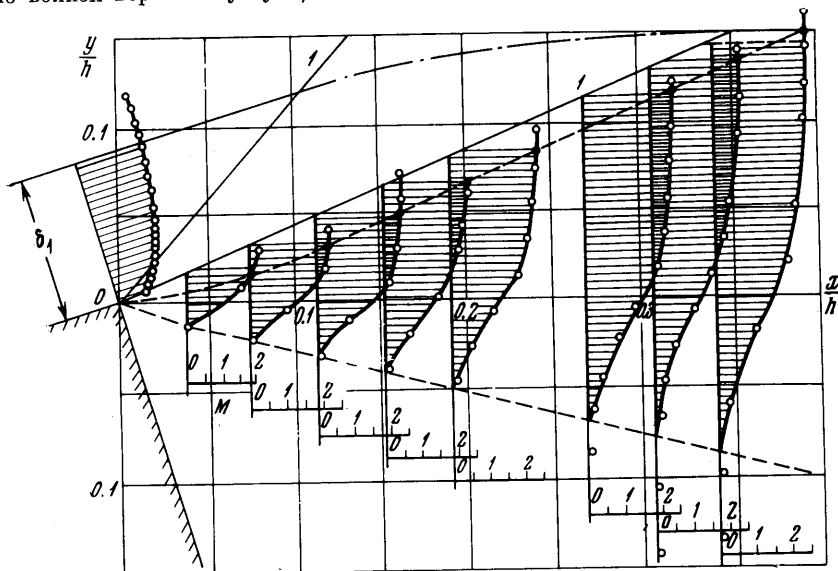
Здесь  $u$  — скорость, индекс  $m$  соответствует максимальной скорости возвратного течения в данном сечении,  $r_0$  — расстояние от нижней стенки до линии нулевых скоростей (кривая  $a$ , фиг. 3). Следует отметить, что при такой аппроксимации пограничный слой вблизи стенки не учитывается.

Фотографирование следов масла в процессе эксперимента позволило выявить ряд интересных особенностей течения. На основе этих фотографий построена схема расположения линий тока на поверхности уступа и нижней стенки модели, имеющей  $h = 45$  мм (фиг. 4). На схеме 1 — поверхность уступа, 2 — поверхность нижней стенки, 3 — линия раздела (отрыва), 4 — границы дополнительного циркуляционного течения, 5 — линия раздела (присоединения). Видно, что течение в циркуляционной зоне носит сложный пространственный характер.

В области нижнего угла уступа видны следы от дополнительного циркуляционного течения шириной около  $l/h \approx 0.22$ . Отчетливо видна линия присоединения, находящаяся приблизительно на расстоянии  $l/h \approx 2.5$  от уступа. Следует подчерк-

нуть, что вблизи вершины уступа имеется дополнительная линия раздела. Это говорит о том, что отрыв потока происходит не с кромки уступа, а с линии, находящейся на поверхности уступа несколько ниже ее кромки. Такой вывод подтверждается и теневыми снимками. Таким образом, по высоте уступа имеется по меньшей мере две линии раздела; две линии раздела имеются и на нижней стенке. Явление отрыва турбулентного потока с точки, лежащей ниже вершины уступа, было обнаружено ранее Дональдсоном [5].

3. Переход пограничного слоя через веер волн разрежения вблизи вершины уступа был исследован с помощью микронасадок. На различных расстояниях от уступа, но вблизи вершины уступа, были измерены поля полных давлений по нормали



Фиг. 5

к оси  $x$ . За ось  $x$  была принята граница соответствующего невязкого потока, который имеет такое же число  $M_1$  и давление  $p_1$  перед уступом и расширяется до того же значения донного давления, что и реальный поток. Ординаты  $y$  нормально вверх от оси  $x$  считались положительными, вниз — отрицательными.

Предполагая, что за веером волн разрежения статическое давление равно донному давлению, были определены поля чисел  $M$ . На фиг. 5 показаны результаты при  $\delta_1/h \approx 0.08$ . Прямые, обозначенные цифрой 1, представляют собой граничные характеристики веера волн разрежения. Они построены для заданных значений  $M_1$  и  $p_2/p_1$  без учета влияния пограничного слоя.

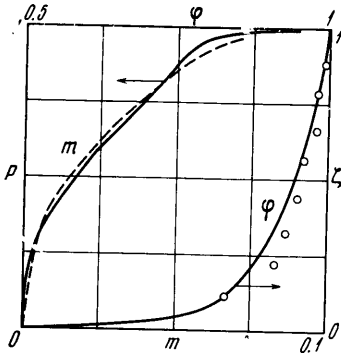
Если предположить, что замыкающая характеристика веера волн разрежения прямая (она, вероятно, близка к прямой, так как статическое давление в зоне отрыва практически постоянно, а профиль скоростей пограничного слоя за веером имеет более наполненный вид по сравнению с первоначальным профилем), то можно определить профиль скоростей вдоль нее (верхняя штриховая линия). Его проекция на ось  $y$  дает профиль скоростей пограничного слоя за веером волн разрежения. Этот профиль показан на фиг. 6 светлыми точками ( $\varphi = u/u_0$ ,  $\zeta = y/y_0$ , индекс 0 соответствует границе пограничного слоя).

При помощи найденных профилей скорости были определены толщина пограничного слоя  $\delta_2$ , толщина вытеснения  $\delta_2^*$  и толщина потери импульса  $\delta_2^{**}$  за веером волн разрежения. Соответствующие параметры пограничного слоя перед веером (индексы 1) и за веером (индексы 2) оказались равными

$$\begin{aligned} n_1 \approx 7, \quad \frac{\delta_1}{h} \approx 0.08, \quad \frac{\delta_1^*}{h} \approx 0.022, \quad \frac{\delta_1^{**}}{h} \approx 0.0058 \\ n_2 \approx 15, \quad \frac{\delta_2}{h} \approx 0.14, \quad \frac{\delta_2^*}{h} \approx 0.031, \quad \frac{\delta_2^{**}}{h} \approx 0.0063 \\ \frac{\delta_2}{\delta_1} \approx 1.76, \quad \frac{\delta_2^*}{\delta_1^*} \approx 1.44, \quad \frac{\delta_2^{**}}{\delta_1^{**}} \approx 1.08 \end{aligned}$$

Аналогичные данные получены и при высоте уступа  $h = 45$  мм.

Для сравнения были проведены расчеты параметров пограничного слоя за веером волн разрежения по методу, изложенному в работе [4]. Метод основан на предположении, что полное давление сохраняется постоянным вдоль струек тока в пределах веера волн разрежения и что профиль скоростей непосредственно за веером описывается степенным законом с показателем степени  $n_2$ .



Фиг. 6

Соответствие можно считать удовлетворительным. Расчетный профиль скорости (кривая  $\varphi$ , фиг. 6) также удовлетворительно согласуется с экспериментальным.

Найденные профили скоростей позволяют определить изменение функции тока  $m$  и полного давления  $p^*$  по высоте пограничного слоя до и после поворота в веере волн разрежения.

Построенный на фиг. 6 ( $\delta_1/h \approx 0.08$ ) график показывает, что гипотеза о сохранении полного давления вдоль струек тока в пределах веера волн разрежения, ис-

В результате при

$$n_1 = 7, \quad \frac{\delta_1}{h} = 0.08, \quad \frac{\delta_1^*}{h} = 0.023, \quad \frac{\delta_1^{**}}{h} = 0.0054$$

получено

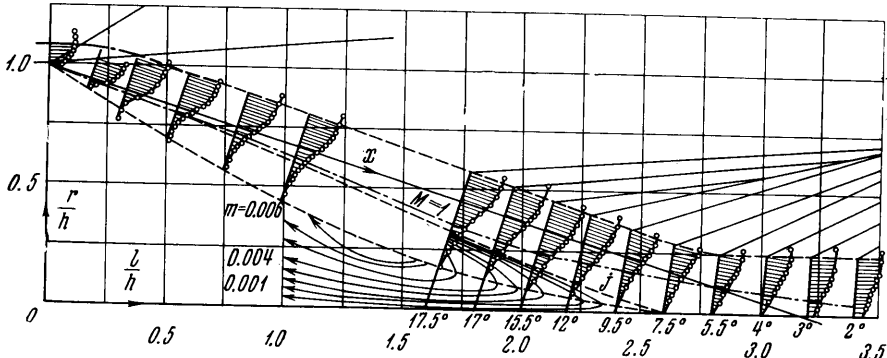
$$n_2 = 12, \quad \frac{\delta_2}{h} = 0.146, \quad \frac{\delta_2^*}{h} = 0.031, \quad \frac{\delta_2^{**}}{h} = 0.0069$$

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = 1.83, \quad \frac{\delta_2^*}{\delta_1^*} = 1.34, \quad \frac{\delta_2^{**}}{\delta_1^{**}} = 1.27$$

Соответствие можно считать удовлетворительным. Расчетный профиль скорости (кривая  $\varphi$ , фиг. 6) также удовлетворительно согласуется с экспериментальным.

Найденные профили скоростей позволяют определить изменение функции тока  $m$  и полного давления  $p^*$  по высоте пограничного слоя до и после поворота в веере волн разрежения.

Построенный на фиг. 6 ( $\delta_1/h \approx 0.08$ ) график показывает, что гипотеза о сохранении полного давления вдоль струек тока в пределах веера волн разрежения, ис-



Фиг. 7

пользованная в работе [4], достаточно оправдана. На фигуре сплошная линия соответствует сечению перед веером, штриховая — за веером

$$P = \frac{p^*}{p_0^*}, \quad m = \frac{1}{\rho_1 u_1 h} \int_0^y \rho u dy$$

где  $\rho$  — плотность.

4. В зоне смещения за уступом, образующейся между основным потоком и циркуляционной зоной, были проведены измерения полей полного давления. Эти измерения производились вдоль сечений, нормальных к направлению потока, как в области повышения давления. С учетом сделанных выше предположений были получены поля чисел  $M$ . На фиг. 7 прямыми наклонными линиями показаны сечения, вдоль которых производились измерения, и приведены соответствующие поля чисел  $M$ . Углы наклонов векторов скорости указаны снизу под каждым выделенным сечением. Показана также линия, соответствующая числу  $M = 1$ , которая дает представление о масштабе для профилей чисел  $M$ .

Если считать, что максимумы чисел  $M$  в полученных полях соответствуют внешней границе зоны смещения, то можно приближенно построить границу диссипативного слоя.

Полученная в результате такой обработки внешняя граница диссипативного слоя изображена штриховой линией на фиг. 7 для модели, имеющей  $h = 25$  мм. На этой же фигуре нижняя штриховая линия соответствует линии нулевых скоростей. Координаты этой линии получены в результате измерений давлений в сечениях, нормальных к нижней стенке. Носик насадка был направлен вниз по потоку, измерения производились от нижней стенки. Равенство полного давления, измеряемого насадком, и статического давления на нижней стенке определяло координату линии нулевых скоростей. Часть точек этой линии была получена из обработки полей скорости зоны смещения. Найденные этими двумя способами координаты линии нулевых скоростей удовлетворительно согласуются друг с другом. Координаты линии постоянной массы (штриховая линия  $j$  на фиг. 7) были получены в результате расчета изменения функции тока по высоте зоны смещения с помощью соответствующих профилей скорости. Часть полученных при этом линий тока возвратного течения показана на графике для разных значений

$$m = \frac{1}{\rho_1 u_1 h} \int_0^r \rho u dr$$

На фиг. 7 построены линии слабых возмущений (характеристики, определяемые местным числом  $M$ ), идущих от внешней границы зоны смещения. Пересекаясь, эти характеристики образуют скачок уплотнения, положение которого приблизительно согласуется с положением скачка на теневом снимке. Полученная суммарная картина течения позволяет сделать ряд выводов.

Поперечная площадь прямого циркуляционного течения в начале области повышения давления несколько меньше поперечной площади возвратного течения, с увеличением расстояния  $l/h$  эти площади становятся практически равными.

За сечением присоединения имеется достаточно толстый слой, в котором скорости дозвуковые.

Заметная деформация полей чисел  $M$  в области повышения давления начинается только за сечением присоединения. До этого сечения они практически подобны. Это подтверждается данными фиг. 3 (кривая  $e$ , точки 1 ÷ 6 соответствует значениям угла  $\theta = 17.5, 17, 15.5, 12, 9.5, 7.5^\circ$ ), где измеренные поля построены в виде зависимости относительной скорости  $\varphi = u/u_0$  от координаты  $\eta = (t - t_0) / (\delta - t_0)$ . Здесь  $\delta$  и  $t_0$  — соответственно координаты внешней и внутренней границ зоны смещения, отсчитываемые от нижней стенки вдоль наклонных под углом  $\theta$  сечений (под внутренней границей понимается линия нулевых скоростей),  $t$  — переменная координата, также отсчитываемая от стенки.

Максимальное значение скорости возвратного течения приблизительно соответствует сечению, где достигается минимальное значение статического давления на нижней стенке.

Линии тока в области приблизительно постоянного давления не параллельны оси  $x$ , представляющей граничную линию тока соответствующего невязкого потока. Если вначале различие в углах равно  $\sim 1^\circ$ , что находится в пределах погрешности измерений, то по мере увеличения  $l/h$  наклон линий тока постепенно начинает превышать наклон оси  $x$ . Это различие достигает  $5^\circ$  в конце области приблизительно постоянного давления и объясняется, по-видимому, как понижением давления в циркуляционной зоне, так и деформацией слоя, связанной с его переходом через ввер волн разрежения.

Поступило 30 V 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Serieux M. Pression de culot et processus de mélange turbulent en écoulement supersonique plan. Rech. aéronaut. 1960, No. 78.
2. Badrinarayanan M. A. An experimental investigation of base flows at supersonic speeds. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1961, vol. 65, No. 607.
3. Hastings R. C. Turbulent flow past two-dimensional bases in supersonic streams. ARC R. M., 1963, No. 3401.
4. Тагиров Р. К. Влияние начального пограничного слоя на донное давление. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
5. Donaldson I. S. On the separation of a supersonic flow at sharp corner. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 6.