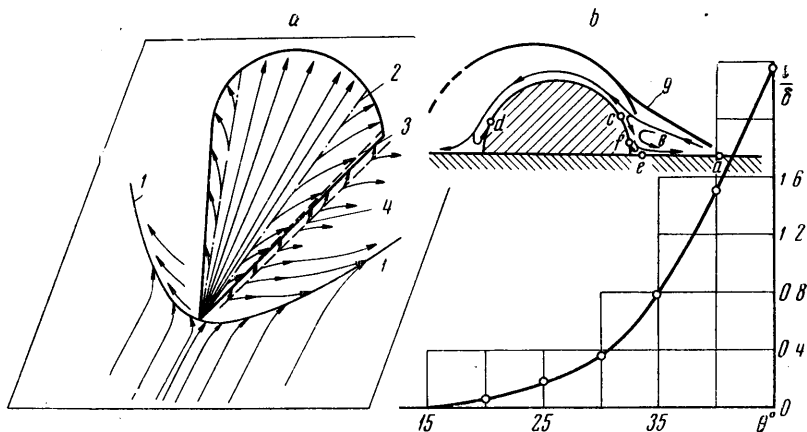


ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОГО ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ ПОЛУКУНУСОВ, УСТАНОВЛЕННЫХ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

В. С. АВДУЕВСКИЙ, В. К. ГРЕЦОВ

(Москва)

Приводятся некоторые результаты экспериментального исследования влияния вязкости на сверхзвуковое обтекание круговых полукуносов, установленных на плоской пластине. Определены геометрические характеристики зон отрыва турбулентного пограничного слоя на пластине и исследованы физические особенности течения в них. На поверхности полукуносов определено положение линий растекания и отрыва в зависимости от угла поворота полукуноса относительно вектора скорости невозмущенного потока.



Фиг. 1

На основе данных по распределению давления в зонах отрыва на пластине установлено, что поток в сечении нормальном к линии отрыва можно рассматривать как двумерный.

Эксперименты проводились при числе $M = 2.1 \div 3.7$, числа Рейнольдса $R = \rho U L / \mu$ изменялись от $1.5 \cdot 10^7$ до $4.4 \cdot 10^7$. Пограничный слой на пластине перед полукуносами турбулентный. В опытах были испытаны полукуносы с углами при вершине $\theta = 10^\circ \div 45^\circ$. Углы поворота полукуносов γ изменялись от 0 до 25° .

1. При обтекании сверхзвуковым потоком полукуносов, установленных на плоской пластине, возникают зоны отрыва пограничного слоя со сложным пространственным течением в них. Схема такого течения газа вблизи полукуноса приведена на фиг. 1, а, на которой 1 — линия отрыва на пластине, 2 — линия растекания на полукуносе, 3 — линия отрыва на полукуносе, 4 — линия растекания на пластине.

При значениях $\theta < 20^\circ$ для угла поворота $\gamma = 0$ интенсивность ударной волны на полукуносах недостаточна, чтобы вызвать отрыв турбулентного пограничного слоя на пластине. В этом случае предельные линии тока на пластине проникают внутрь угла, образованного ударной волной на пластине, затем отклоняются и идут вдоль образующей полукуноса. При рассмотрении характера распределения давления можно провести аналогию с двумерным отрывом пограничного слоя. Начинаясь с пластины вызваны не взаимодействием ударной волны с пограничным слоем, а самим характером течения вязкой жидкости в угле.

В распределении давления на пластине по нормали к ударной волне для полукуносов с углами $\theta < 20^\circ$ и $\gamma = 0$ не наблюдается характерных для отрывных областей изобарических участков и точек перегиба. Наблюдаемые в этих экспериментах (при $\theta < 20^\circ$, $\gamma = 0$) небольшие зоны отрыва вблизи места стыка полукуносов с пластиной вызваны не взаимодействием ударной волны с пограничным слоем, а самим характером течения вязкой жидкости в угле.

При обтекании полукуносов с углами $20^\circ < \theta < 35^\circ$ наблюдается второй режим течения. Интенсивность ударной волны становится достаточной, чтобы в результате взаимодействия вызвать отрыв пограничного слоя на пластине. В этом случае ко-

рошо заметно стекание предельных линий тока к линии отрыва; распределение давления в сечениях, нормальных к линии отрыва, имеет вид, характерный для отрывного течения.

Зона отрыва на пластине появляется также и в случае, когда полуконусы с $\theta < 20^\circ$ повернуты на некоторый угол γ относительно вектора скорости невозмущенного потока. В результате проведенных экспериментов установлено, что отрыв пограничного слоя наступает, когда значение суммарного угла $(\theta + \gamma)$ достигает 20° .

При втором режиме течения зоны отрыва на пластине расположены вдоль образующих полуконуса. Отход линии отрыва вперед от вершины полуконуса незначителен и равен $0.1 \div 0.3$ толщины пограничного слоя δ . Такой характер течения объясняется влиянием трехмерности и связанным с этим расхождением линий тока и вытеканием газа из зоны отрыва (фиг. 1, а). На фиг. 1, б приведена схема течения в сечении, нормальном к ударной волне, при $\gamma > 0$. В этом сечении показаны характерные признаки отрывного течения: а — точка отрыва пограничного слоя, б — вихревая область, с — линия присоединения, d и f — линии отрыва на поверхности полуконуса, e — линия растекания на пластине, g — ударная волна.

На поверхности полуконусов, ограниченной углами $30^\circ < \varphi < 150^\circ$, линии тока направлены вдоль образующих, т. е. течения подобно течению на конусе в невозмущенном потоке. На участках поверхности полуконусов, примыкающих к пластине, $\varphi < 30^\circ$, линии тока отклоняются вниз по направлению к пластине. Отклонение линий тока вниз тем больше, чем больше θ и γ . Это свидетельствует об образовании вторичных течений на полуконусе, связанных с повышением давления в окрестности линии растекания на полуконусе по сравнению с давлением на пластине. Вторичный поток в свою очередь отрывается с поверхности полуконуса, что подтверждается наличием линии отрыва, расположенной вдоль образующей полуконуса вблизи места стыка с пластиной (точка j на фиг. 1, б). На поверхности пластины при этом обнаружена линия растекания (точка e на фиг. 1, б).

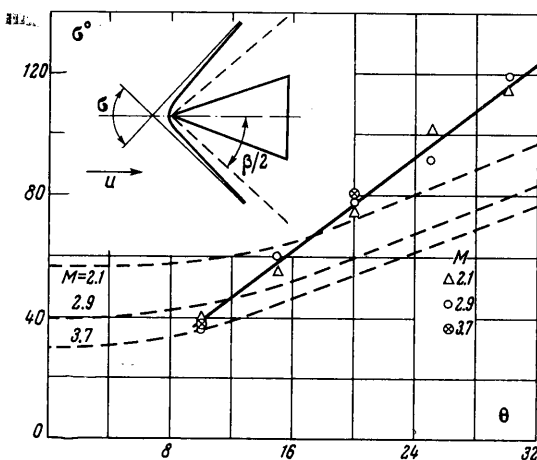
При углах $\theta > 30^\circ$ картина течения меняется (третий режим течения). Этот режим осуществляется вплоть до углов θ , при которых обтекание конуса идеальным газом происходит с отшедшей ударной волной. С ростом угла θ в этом диапазоне наблюдается быстрый отход линии отрыва вперед от вершины полуконуса, как это видно из фиг. 1, в, построенной для $M = 2.9$. При этом на поверхности полуконуса появляется критическая точка. Величина отхода l/δ не зависит от высоты полуконуса h , если $h/\delta > 2$. С увеличением числа M при заданном θ отношение l/δ уменьшается.

2. При втором режиме течения форма линии отрыва может быть аппроксимирована уравнением гиперболы

$$x^2 \operatorname{tg}^2 1.9\theta - y^2 = (5.5 \operatorname{tg} 1.9\theta)^2 \quad (2.1)$$

Здесь x — координата вдоль оси полуконуса, y — координата по нормали к оси полуконуса в плоскости пластины, начало координат расположено в точке пересечения асимптот к линии отрыва. Полный угол раскрытия зоны отрыва σ , образованный асимптотами гиперболы (2.1), не зависит от угла поворота γ и относительной высоты полуконуса h/δ , когда $h/\delta > 1$.

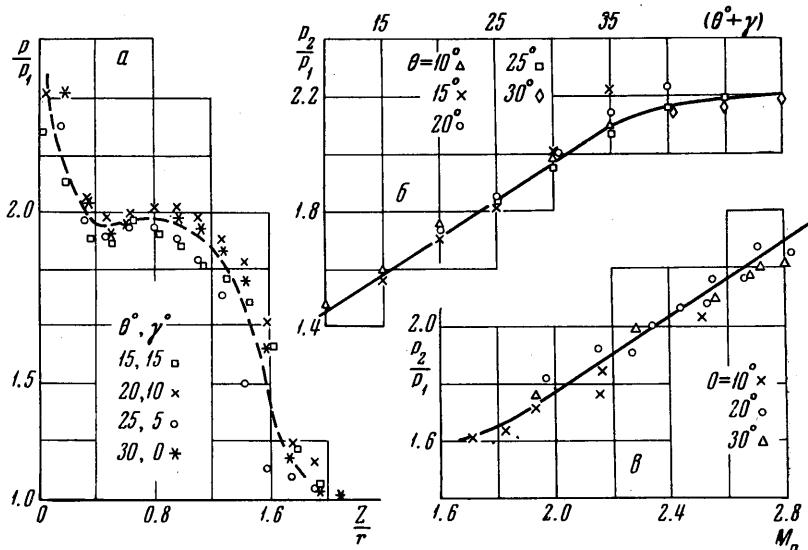
На фиг. 2 для значений $M = 2.1, 2.9, 3.7$ приведены значения σ , полученные в результате экспериментов по визуализации течения на поверхности пластины; сплошная линия показывает, что $\sigma \approx 3.8\theta$; на этой же фигуре штриховыми линиями приведена зависимость полного угла раствора ударной волны β от θ . От числа M значение σ зависит слабо. Толщина пограничного слоя на пластине перед полуконусами при $h/\delta > 2$ не влияет на характеристики отрывного обтекания полуконусов. Этот факт можно объяснить из соображений подобия. В рассматриваемом случае нет характерного линейного размера, а конечные размеры полуконуса при малой величине δ/h не сказываются на характере течения.



Фиг. 2

3. Распределение давления на пластине вблизи полуконусов для значений $(\theta + \gamma) > 20^\circ$ в сечениях, нормальных к линии отрыва, приведено на фиг. 3, а для $M = 2.9$. Отметим, что в сечениях с одинаковым местным радиусом полуконуса при равных значениях $\theta + \gamma$ кривые распределения давления практически совпадают для полуконусов с различными углами θ .

На фиг. 3, б приведена зависимость давления для $M = 2.9$ в изобарической области от параметра $(\theta + \gamma)$ для сечений с одинаковым местным радиусом. Результаты измерений для полуконусов с различными углами θ ложатся на единую кривую.



Фиг. 3

вую. При одинаковых значениях параметра $(\theta + \gamma)$ угол между асимптотой к линии отрыва и стенкой полуконуса одинаков. Эти данные говорят о том, что случай отрыва пограничного слоя при обтекании круговых полуконусов с углом $\theta < 35^\circ$, установленных на пластине, можно считать квазидвумерным, если рассматривать сечения, нормальные к линии отрыва. Это подтверждается также зависимостью критического отношения давлений (отношение давления в изобарической области к давлению в невозмущенном потоке) p_2/p_1 от нормальной к линии отрыва составляющей числа M , приведенной на фиг. 3, в; сплошная кривая дает значения величины p_2/p_1 в зависимости от M при отрыве турбулентного пограничного слоя в плоском случае. Зависимость $p_2/p_1 = f(M)$ для плоского случая была получена Г. И. Петровым, И. П. Некрасовым, В. Я. Лихушиным и Л. Л. Соркиным.

Критерий отрыва пограничного слоя в плоском случае имеет вид

$$\Gamma = \frac{\delta^*}{\rho u^2} \frac{dp}{dx} \quad (3.1)$$

В свете полученных экспериментальных данных для полуконуса, установленного на пластине, логично рассчитать критерий отрыва в таком виде:

$$\Gamma = \frac{\delta^*}{\rho w} \frac{dp}{dn} \quad (3.2)$$

Здесь n — нормаль к линии отрыва, w — нормальная к линии отрыва составляющая скорости невозмущенного потока.

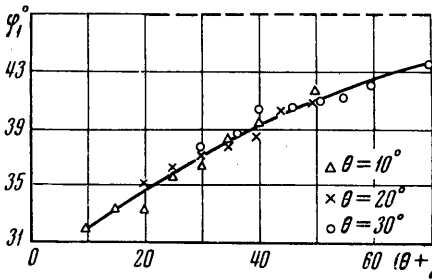
В экспериментах с полуконусами при $M = 2.9$ для критерия Γ в форме (3.2) были получены значения от 0.021 до 0.024. Для тех же условий эксперимента при плоском отрыве турбулентного пограничного слоя значения критерия (3.2) заключены в пределах от 0.019 + 0.023.

Следует отметить, что при заметном отходе линии отрыва вперед от вершины полуконуса критерий отрыва (3.2), определенный на оси симметрии, т. е. на участке, где линия отрыва имеет большую кривизну, равен 0.012 + 0.013. Это вдвое меньше значения Γ при плоском отрыве турбулентного слоя.

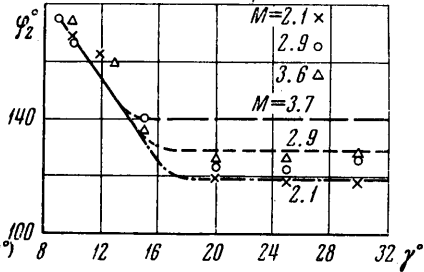
Угол зоны отрыва ψ , определенный в направлении нормали к линии отрыва,

$\psi = \arctg d\delta / dn$, равен приблизительно 12° и практически совпадает со значением при плоском отрыве турбулентного пограничного слоя.

4. При обтекании полуконусов, повернутых на некоторый угол относительно вектора скорости невозмущенного потока, на наветренной стороне полуконуса образуется линия растекания, характеризующая верхнюю границу зоны отрыва. На фиг. 4 приведена зависимость положения линии растекания при $M = 2.9$ от параметра $(\theta + \gamma)$. Для одинаковых значений $(\theta + \gamma)$ положение линии растекания (значение φ_1) совпадает для полуконусов с различными углами при вершине. Экс-



Фиг. 4



Фиг. 5

периментальная кривая на фиг. 4 стремится к тому положению, которое занимает линия растекания в плоском случае (штриховая линия 1), например, при обтекании сферы с иглой.

На подветренной стороне полуконусов, установленных под углом $\gamma > \theta$ к направлению потока, образуется линия отрыва. Так же как и на конусах в потоке под углом атаки, линия отрыва расположена вдоль образующей и с увеличением угла γ сдвигается на меньший угол φ (вверх по полуконусу) (фиг. 5). При некотором угле поворота достигается предельное положение линии отрыва, так что с дальнейшим увеличением угла γ угол φ не меняется. На фиг. 5 пунктирными линиями нанесено полученное в работе [1] положение линии отрыва на конусе с углом $\theta = 10^\circ$. Сравнение этих данных показывает, что на полуконусах линия отрыва располагается выше, т. е. отрыв начинается при меньших углах φ . Такое различие можно объяснить влиянием сил вязкости в зоне отрыва.

Поступило 27 X 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.

ПОДОБИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ СРЫВНЫХ ЗОН

М. Г. МОРОЗОВ

(Москва)

Рассмотрены результаты исследования обтекания прямоугольных углублений на плоских и осесимметричных поверхностях, омываемых сверхзвуковым потоком воздуха. Исследовалось распределение статического давления и адиабатической температуры по контуру вырезов как с равновысокими кромками, так и с кромками, расположенными на разной высоте. Приведены результаты измерений лобового сопротивления конусно-цилиндрического тела с кольцевым вырезом при изменении длины выреза и высоты задней кромки.

При набегании сверхзвукового потока на поверхность с прямоугольным поперечным углублением могут осуществляться два типа обтекания [1, 2]. Для углублений небольшой длины осуществляется обтекание первого типа, при котором срывная зона занимает все углубление. Если длина углубления превышает некоторый критический размер, происходит перестройка течения и наблюдается обтекание второго типа. В этом случае поток образует две срывные зоны у обеих кромок углубления с участком присоединенного течения посередине.

Ниже показано, что геометрически подобные углубления с равновысокими кромками при обтекании первого типа имеют по дну подобные распределения статического давления и адиабатической температуры.