

УДК 532.526.4/5

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ЗОНАХ ОТРЫВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПЕРЕД ДОЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ, ВДУВАЕМОЙ ЧЕРЕЗ КРУГЛОЕ СОПЛО

В. С. АВДУЕВСКИЙ, В. Н. КРЮКОВ, Ю. А. ОСИПОВ,
В. П. СОЛНЦЕВ

(Москва)

Рассматривается течение в трехмерной отрывной области, образующейся при взаимодействии дозвукового потока с одиночной дозвуковой струей, вытекающей перпендикулярно потоку из круглого сопла в пластине. Целью исследования явилось выяснение физических особенностей течения в трехмерной отрывной зоне перед дозвуковым струйным препятствием и определение основных зависимостей геометрических и гидродинамических характеристик течения от параметров сносящего потока и струи.

1. Экспериментальное исследование течения в зонах отрыва пограничного слоя перед дозвуковыми струями проводилось в дозвуковой аэродинамической трубе с открытой рабочей частью. Число Рейнольдса R_∞ , подсчитанное по параметрам сносящего потока и по длине от носка пластины до линии отрыва в плоскости симметрии течения, достигало $0.9 \cdot 10^6$. Исследование структуры пограничного слоя показало, что во всех опытах пограничный слой перед отрывом был турбулентным. Величина отношения толщины вытеснения в точке отрыва к диаметру сопла ($\Delta_* = \delta_*^*/d$) изменялась от 0.018 до 0.14. Отношение скоростного напора вдуваемой струи к скоростному напору сносящего потока (P) варьировалось в пределах от 0 до 15.

В опытах использовались круглые профилированные дозвуковые сопла с диаметром выходного сечения 20, 30 и 80 мм. Исследование течения на поверхности пластины, в окрестности вдуваемой струи, осуществлялось методом визуализации предельных линий тока на пластине с использованием масляных покрытий. Геометрические характеристики отрывных зон регистрировались с большой точностью при помощи инструментального микроскопа. Распределение статического давления по пластине определялось с помощью дренирования ее поверхности.

2. При вдуве дозвуковой струи в сносящий поток она проникает на некоторое расстояние внутрь потока и становится препятствием для него. Повышение давления перед струей, вызванное торможением дозвукового потока на ее наветренной границе, распространяется вверх по течению. В связи с этим пограничный слой, образующийся на поверхности пластины перед струей, развивается в условиях положительного градиента давления, который при определенных условиях вызывает отрыв пограничного слоя на некотором расстоянии (l_*) от наветренной кромки сопла вдува. Оторвавшийся пограничный слой дает начало слою смешения отрывной зоны.

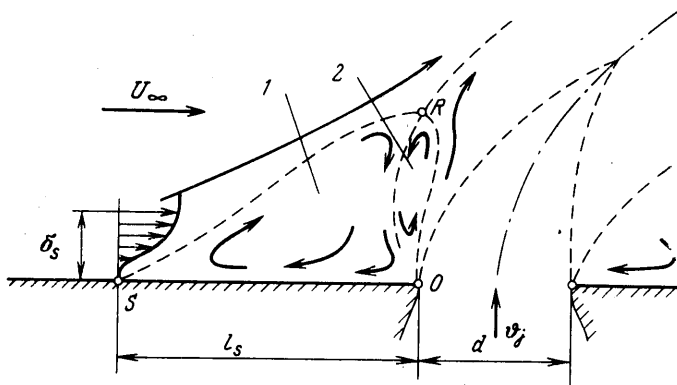
Работы, посвященные исследованию трехмерных отрывных зон перед непроницаемыми препятствиями [1, 2], показывают, что присоединение оторвавшегося потока происходит по некоторой линии на наветренной поверхности препятствия. Показано также [3], что в возвратное течение из слоя смешения вовлекается газ, полный напор которого не выше давления в точке присоединения.

При отрыве пограничного слоя перед струйным препятствием присоединение оторвавшегося пограничного слоя происходит на подвижной границе слоя смешения струйного препятствия. Это обстоятельство вносит некоторые специфические особенности, которые будут отмечены ниже.

Рассматривая два диссипативных слоя (слой смешения отрывной зоны и слой смешения вдуваемой струи) следует предположить, что при их

взаимодействии существует такая общая для них критическая точка R (фиг. 1), которая является точкой ветвления этих диссипативных слоев. В таком случае для свободной критической точки R должно соблюдаться равенство полных давлений на линиях тока, подходящих к ней из слоев смешения отрывной зоны и вдуваемой струи.

В отличие от случая присоединения оторвавшегося потока на непроницаемом препятствии при отрыве перед струйным препятствием в возвратное течение вовлекается как газ из слоя смешения отрывной зоны, так и газ из слоя смешения струи, а сама отрывная зона разделяется на две об-



Фиг. 1

ласти циркуляции — 1 и 2 (фиг. 1). Турбулентный обмен в возвратном течении на границе указанных областей ведет к тому, что в переднюю часть отрывной зоны проникает газ струи. В случае неодинаковых температур вдуваемой струи и сносящего потока турбулентный обмен на границе циркуляционных областей 1 и 2 заметно меняет распределение температур в отрывной зоне.

Следует иметь в виду еще одну особенность взаимодействия сносящего потока со струйным препятствием, а именно эжектирующую способность струи. Струей эжектируется как газ сносящего потока, так и газ возвратного течения отрывной зоны на участке от линии присоединения до поверхности пластины.

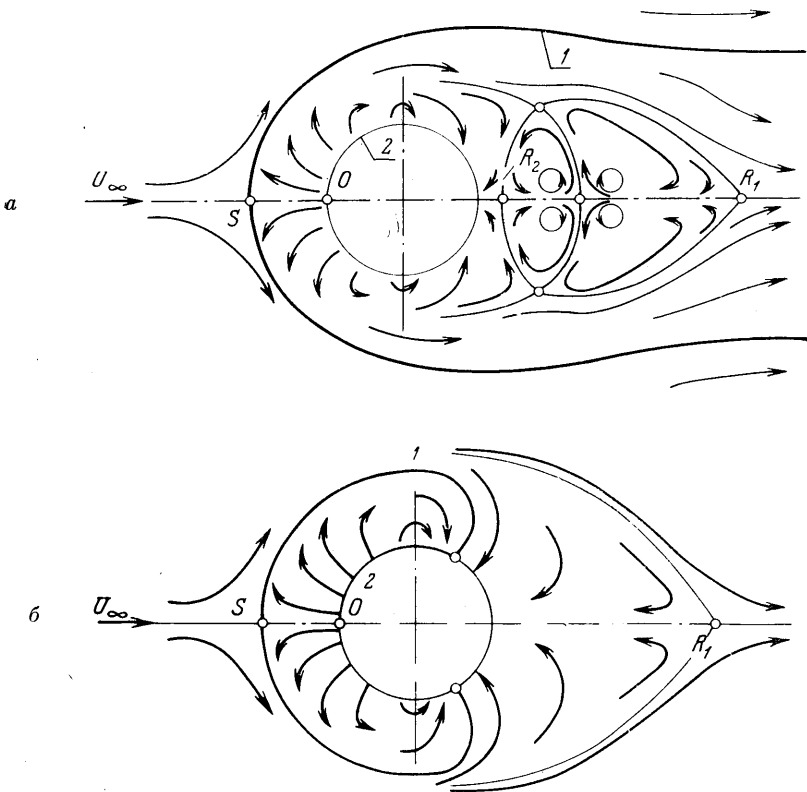
Соотношение количества газа, отщепляемого от струи в область 2, и количества газа, эжектируемого струей из этой области, определенным образом влияет на размеры отрывной зоны.

В экспериментах по визуализации течения на поверхности пластины было выявлено существование двух качественно различных схем обтекания струйного препятствия.

При относительно малых массовых расходах газа через сопло вдува распределение линий тока на поверхности пластины в окрестности струйного препятствия (фиг. 2, *a*) внешне напоминает картину линий тока в отрывной зоне перед непроницаемым препятствием. В этом случае линия отрыва l , являющаяся линией стекания для предельных линий тока, уходит из точки отрыва S в донную область струйного препятствия, огибая его. В донной области струи наблюдается система из четырех пространственных стационарных вихрей с попарно противоположным направлением вращения.

При увеличении расхода газа через сопло вдува происходит качественное изменение схемы обтекания струи. Количество эжектируемого струей

газа из отрывной зоны становится настолько большим, что на пластине реализуется замыкание линии отрыва 1 на контур сопла вдува 2 (фиг. 2, б) и эжектирование струей газа за точками замыкания линии отрыва осуществляется из внешнего по отношению к отрывной зоне потока. При этом донная область струйного препятствия начинает работать как мощная система распределенных стоков. Переход от схемы обтекания с разомкнутой линией отрыва к схеме с замыканием линии отрыва на контур сопла происходит скачкообразно при значении параметра вдува $P = 1.5$.



Фиг. 2

Скачкообразное изменение схемы обтекания струйного препятствия можно связать с отрывом струи от пластины в донной области при указанном выше параметре вдува. Это объясняется тем, что при малых значениях параметра вдува струя имеет большую «стреловидность» и подвод массы газа в подветренную область струи затруднен. С увеличением параметра вдува стреловидность струи уменьшается и с некоторого момента условия подвода эжектируемой массы газа в донную область струи резко улучшаются. Можно предположить, что в данном случае имеет место проявление эффекта Коанда.

3. Длина отрывной зоны определялась в экспериментах по визуализации течения на пластине как расстояние от наветренной кромки сопла вдува до точки пересечения линии отрыва с плоскостью симметрии течения.

При исследованиях взаимодействия сносящего потока с поперечными струями общепринята аналогия с обтеканием непроницаемого препятствия

эквивалентной формы, установленного на пластине. В случае, например, трехмерного отрыва пограничного слоя перед круглым цилиндром, установленным на пластине, относительная длина отрывной зоны может быть записана в функции значительного числа параметров. Учитывая, что при отрыве турбулентного пограничного слоя в условиях дозвукового потока длина отрывной зоны слабо зависит от числа Маха и критерия Рейнольдса [4, 5], а также при условии равенства температур стенки и потока и при малой относительной толщине вытеснения пограничного слоя перед отрывом, функциональную зависимость длины отрывной зоны можно записать в виде

$$L_s = l_s / d = f(h / d, \gamma, \Delta_s) \quad (3.1)$$

При сохранении условий и допущений, приведенных выше, относительная длина отрывной зоны перед дозвуковой струей, вдуваемой в сносящий поток, может быть определена выражением, аналогичным выражению (3.1), в котором в качестве высоты препятствия h и угла стреловидности γ приняты некоторые эффективные значения глубины проникновения и угла стреловидности наветренной границы струи, характеризующие ее распространение в сносящем потоке.

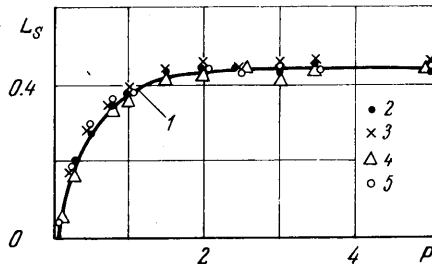
Результаты исследования развития дозвуковых струй в сносящем потоке при сравнительно небольших значениях отношения скоростных напоров струи и сносящего потока [6] показывают, что глубина проникновения струи в сносящий поток и угол стреловидности оси струи однозначно определяются параметром вдува P . В этой связи выражение (3.1) можно записать в виде

$$L_s = f(P, \Delta_s) \quad (3.2)$$

Следует заметить, что функциональная зависимость длины отрывной зоны от параметра вдува должна учитывать не только характер динамического взаимодействия потока с непроницаемым препятствием, форма которого соответствует вдуваемой струе, но и эффекты, свойственные струйной природе исследуемого препятствия. Зависимость (3.2) использовалась при обработке экспериментальных результатов. На фиг. 3 показано изменение безразмерной длины отрывной зоны с изменением параметра вдува при постоянном значении относительной толщины вытеснения пограничного слоя в точке отрыва. На этой фигуре кривая 1 соответствует зависимости (3.4), а точки 2, 3, 4 и 5 — значениям числа $R_\infty = 0.38 \cdot 10^6, 0.58 \cdot 10^6, 0.72 \cdot 10^6, 0.84 \cdot 10^6$.

Рост длины отрывной зоны при увеличении параметра вдува можно объяснить уменьшением угла стреловидности наветренной поверхности струйного препятствия и увеличением эффективной глубины проникновения струи в сносящий поток, что находится в согласии с результатами по исследованию влияния угла стреловидности и относительной высоты непроницаемого цилиндрического препятствия на длину отрывной зоны, образующейся перед ним.

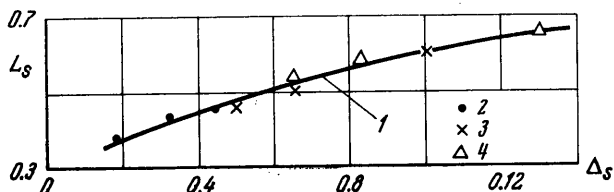
Следует отметить, что изменение относительной длины отрывной зоны происходит только до значения параметра $P = 2$. Дальнейшее увеличение параметра вдува не приводит к сколько-нибудь заметному изменению длины отрывной зоны, хотя при этом стреловидность струи уменьшается, а глубина проникновения ее в сносящий поток увеличивается. Можно пред-



Фиг. 3

положить, что после отрыва струи от пластины на геометрические характеристики зоны отрыва начинают сильно влиять процессы, обусловленные особенностями развития турбулентных струй в поперечном потоке [7].

По данным фиг. 3 можно определить минимальное значение параметра вдува $P = 0.1$, при котором происходит отрыв пограничного слоя. Ниже этого значения P глубина проникновения струи в сносящий поток настолько мала, а угол стреловидности струйного препятствия настолько велик, что градиент давления, индуцируемый струей, не в состоянии вызвать



Фиг. 4

отрыв пограничного слоя. Физически объяснимо, что с увеличением относительной толщины пограничного слоя перед отрывом должно уменьшаться и минимальное значение параметра вдува, при котором возникает отрыв, но точность определения малых величин l_s не позволила экспериментально получить такую зависимость.

При изменении относительной толщины вытеснения пограничного слоя в точке отрыва длина отрывной зоны изменяется таким образом, что большим значениям Δ_s соответствуют большие длины зон отрыва (фиг. 4). На фиг. 5, где точкам 1, 2, 3, 4 соответствуют значения параметра вдува метрам сопла $d = 80, 30$ и 20 мм. Для $P \geq 2$ эту зависимость можно аппроксимировать соотношением, полученным на основании обработки экспериментальных результатов

$$L_s = 1,23 \Delta_s^{0,31} \quad (3.3)$$

На участке $0.1 \leq P \leq 2$ изменение безразмерной длины отрывной зоны удовлетворительно описывается выражением

$$L_s = (P - 0.1)^{0,29} \Delta_s^{0,31} \quad (3.4)$$

Следует отметить, что в диапазоне изменения параметров, реализованном в проведенных экспериментах, не обнаружено влияния чисел R_∞ и M_∞ на геометрию отрывной зоны.

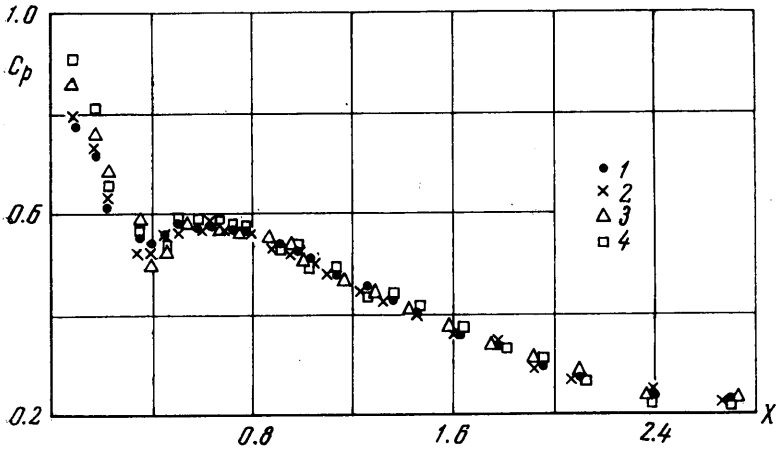
4. Типичное распределение коэффициента давления C_p на пластине, в плоскости симметрии течения, перед вдуваемой струей показано на фиг. 5, где точкам 1, 2, 3, 4 соответствуют значения параметра вдува $P = 1.5, 2.0, 2.5, 3.5$. Применение в качестве масштаба продольной координаты длины отрывной зоны l_s для данных, полученных при постоянном значении Δ_s и различных числах R_∞ и P , удовлетворительно группирует экспериментальные точки около одной кривой. Некоторое возрастание давления при увеличении параметра вдува, наблюдающееся в непосредственной близости от сопла, можно объяснить тем, что с уменьшением угла стреловидности струи и увеличением глубины проникновения ее в сносящий поток в зону отрыва начинают поступать струйки газа с большим полным напором.

На основании экспериментальных данных по распределению давления перед струей получены аппроксимирующие зависимости для определения давления в характерных точках отрывной зоны.

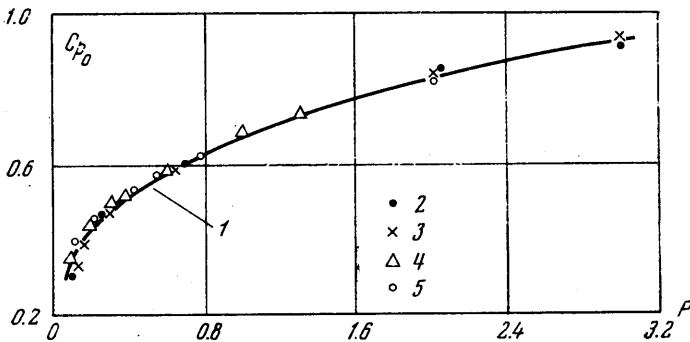
Зависимость величины максимального давления на пластине перед струей при изменении параметров P и Δ_s , показанная на фиг. 6, в исследованном диапазоне изменения указанных параметров можно описать соотношением

$$C_{p_0} = 0.8P^{0.29}(1 - 2.3\Delta_s^{0.67}) \quad (4.1)$$

На фиг. 6 кривая 1 соответствует зависимости (4.1), а точки 2, 3, 4 и 5 — значениям числа $R_\infty = 0.38 \cdot 10^6, 0.58 \cdot 10^6, 0.72 \cdot 10^6, 0.84 \cdot 10^6$.



Фиг. 5



Фиг. 6

Результаты обработки экспериментальных данных показали, что значение коэффициента давления на «плато» кривой распределения давления является характерной величиной, зависящей только от относительной толщины вытеснения пограничного слоя перед отрывом

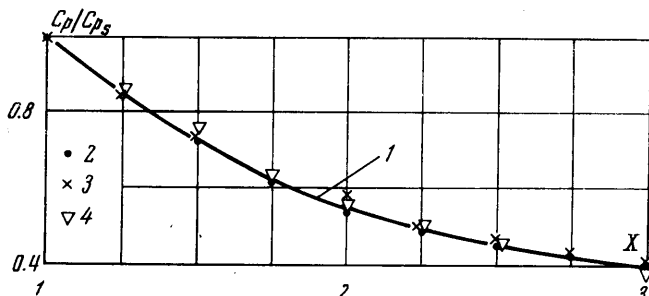
$$C_{p_m} = 1 - 0.9\Delta_s^{0.2} \quad (4.2)$$

Следует отметить, что при выборе в качестве масштаба для коэффициента давления его величины в точке отрыва можно получить «универсальное» распределение давления в плоскости симметрии течения вверх по потоку от точки отрыва (фиг. 7).

Экспериментальные точки на фиг. 7 удовлетворительно группируются около кривой 1, соответствующей уравнению

$$C_p / C_{ps} = 1 - 0.41(X - 1)^{0.67} \quad (4.3)$$

Точками 2, 3, 4 обозначены величины $\Delta_s = 0.018, 0.065, 0.14$. Необходи-

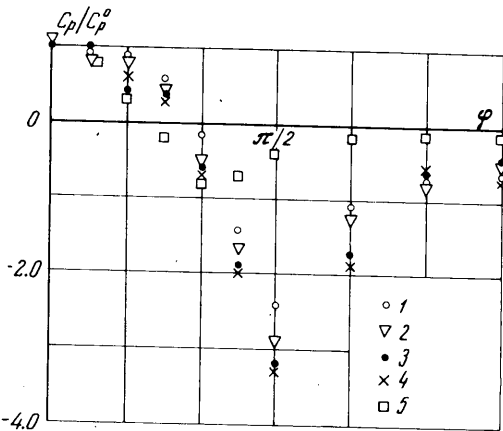


Фиг. 7

мый для расчета распределения давления коэффициент давления в точке отрыва может быть определен из соотношения

$$C_{ps} / C_{pm} = 1 - 0.7\Delta_s^{0.45} \quad (4.4)$$

Полученное универсальное распределение давления вверх по потоку от точки отрыва может быть использовано при расчете развития пограничного слоя перед струйными препятствиями.



Фиг. 8

Характерное отличие пространственных отрывных зон, возникающих перед струями от отрывных зон перед непроницаемыми препятствиями проявляется в распределении статического давления по окружности сопла вдува. Экспериментальные данные, приведенные на фиг. 8, где точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям параметра вдува $P = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$, а точка 5 — непроницаемому цилиндру, показывают, что разрежение на пластине у боковой поверхности струи в несколько раз превышает разрежение на

пластине у боковой поверхности цилиндра и увеличивается с ростом параметра вдува. По-видимому, в соответствии с [7] это вызвано интенсификацией турбулентного обмена в боковой области струйного препятствия и как следствие этого увеличением массовых скоростей эжекции струей вещества из окружающего пространства.

Поступила 25 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдуревский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.

2. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
 3. Nash J. F. An analysis of two-dimensional turbulent base flow including the effect of the approaching boundary layer. Aeronaut. Res. Council Repts and Mem., 1963, No. 3344.
 4. Zukoski E. E. Turbulent boundary — layer separation in front of a forward-facing step. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 10. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1967, № 10.)
 5. Westkaemper J. C. Turbulent boundary — layer separation ahead of cylinders. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 7. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1968, № 7.)
 6. Шандаров Г. С. Истечение из канала в неподвижную и движущуюся среду. Ж. техн. физ., 1957, т. 27, вып. 1.
 7. Таганов Г. И. К теории подсосывающего действия струи в поперечном потоке. Тр. ЦАГИ, 1969, вып. 1172.
-