

УДК 533.6.011.5

© 1994 г. А. И. ЗУБКОВ, Б. Е. ЛЯГУШИН, Ю. А. ПАНОВ, А. В. ТУЛЬЦЕВ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В ДВУГРАННОМ УГЛЕ

Излагаются результаты экспериментальных исследований обтекания сверхзвуковым потоком с числом Маха $M_1=3$ поперечной газовой струи, истекающей из отверстия в ребре двугранного угла с линейным углом 90° . Число Маха струи изменялось от 1 до 3, отношение полного давления в струе к давлению в набегающем потоке изменялось от 90 до 760. Визуализация потока вблизи граней угла показала наличие внутренних линий стекания и растекания в области пространственного отрывного течения, которые свидетельствуют о наличии сложных вихревых структур. Выявлены зависимости размеров зоны отрывного течения и характерных давлений в ней от параметров струи.

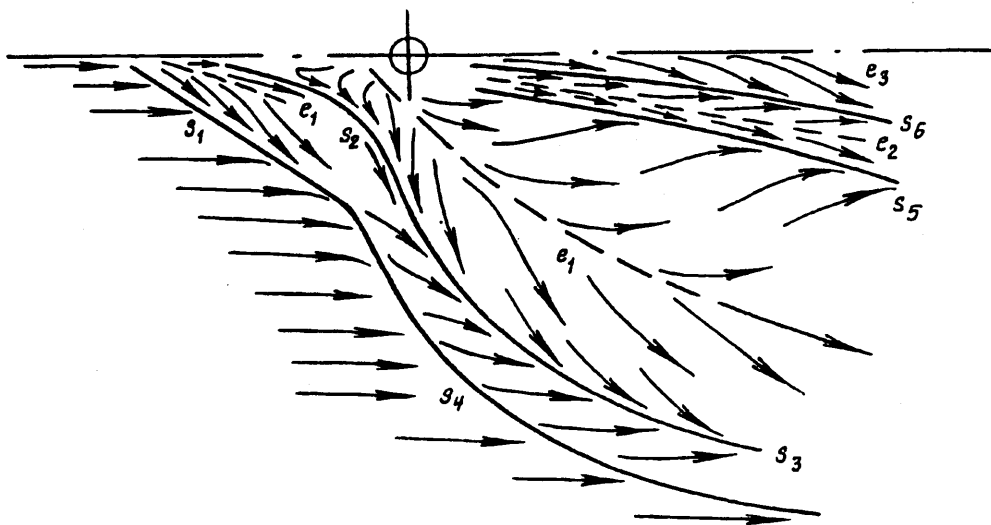
Современные сверхзвуковые высокоманевренные летательные аппараты имеют довольно сложную форму с различными выступающими частями, рулями и струйными органами управления. Во время полета вблизи их поверхности возникают трехмерные отрывные течения, не поддающиеся теоретическому анализу и нуждающиеся в тщательном экспериментальном исследовании. Ниже приводятся результаты изучения структуры течения вблизи поперечной струи, истекающей в сверхзвуковой поток из ребра двугранного угла.

Эксперименты проведены при числе Маха набегающего потока 3,12 и полном давлении 0,8—1,2 МПа. Модель двугранного угла, образованного двумя заостренными пластинами 300×170 мм, скрепленными друг с другом под углом 90° , была помещена в рабочую часть установки на пилоне. На расстоянии 120 мм от передней кромки в ребре угла было отверстие диаметром 14 мм, в которое закреплялись сменные сопловые вставки с диаметром критического сечения $d_j^* = 4$ мм. С их помощью число Маха выдуваемой струи M_j изменялось от 1 до 3 с шагом 0,5. Отношение полного давления в струе p_{0j} к давлению в набегающем потоке p_1 , т. е. величина нерасчетности струи $n = p_{0j}/p_1$, изменялось от 90 до 760.

Одна из внутренних боковых граней угла была дренирована вдоль лучей, исходящих из центра отверстия для вдува. На каждом луче отверстия располагались через 2—3 мм. Первый луч с углом $\varphi = 0^\circ$ был расположен вдоль ребра угла перед струей, остальные лучи шли через 30° . Давление измерялось датчиками ИКД-6Т. Сбор и обработка данных проводились автоматизированной системой, основанной на базе стандартных модулей КАМАК и ПЭВМ РС/ХТ. Другая сторона угла покрывалась смесью масла и сажи. С ее помощью во время эксперимента выявлялись линии отрыва пограничного слоя, линии стекания и растекания и направления потока вблизи поверхности.

Выдуваемая по нормали к плоской поверхности струя газа обтекается сверхзвуковым потоком как некое твердое препятствие. Возникающий перед струей скачок уплотнения вызывает отрыв пограничного слоя. Перед струей образуется область пространственного отрывного течения с двумя подковообразными вихревыми жгутами в ней и трехмерной с одной тройной областью пересечения системой скачков над ней [1, 2].

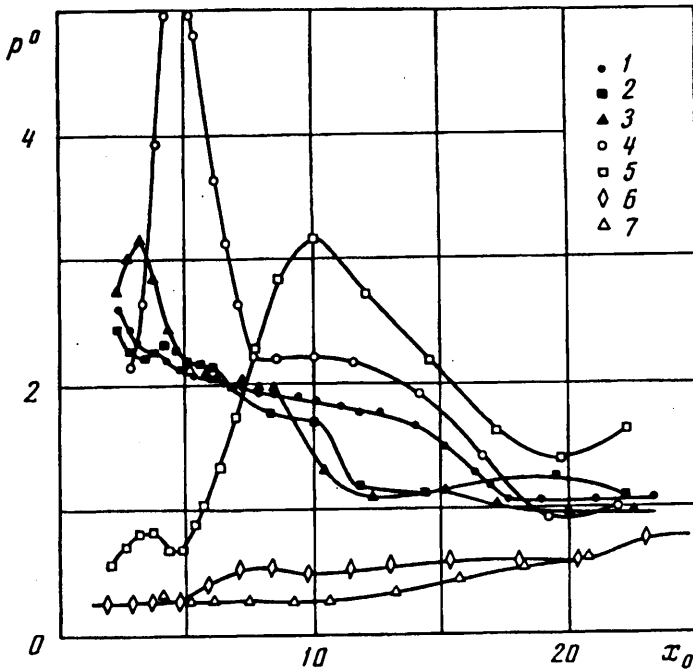
Можно считать, что истечение струи из плоской поверхности соответствует углу $\gamma = 180^\circ$. При этом толщина пограничного слоя перед линией отрыва всюду



Фиг. 1

одинакова. Сложение поверхности пластины вдоль линии симметрии и образование ими угла $\gamma = 90^\circ$ изменяют условия истечения струи. Во-первых, пограничный слой в двугранном угле вблизи ребра приобретает сложную структуру [3, 4]. Он значительно толще, чем слой на некотором удалении от ребра, и в нем наблюдаются парные вихревые жгуты. Ламинарный подслой вблизи ребра также намного толще, чем на гранях угла. Это должно сказаться на величине критического перепада давления и на градиенте давления в окрестности линии отрыва пограничного слоя. Во-вторых, чем меньше угол раствора двугранного угла, тем больше затруднено боковое растекание газа из области отрывного течения. Это приводит к увеличению длины зоны отрыва вдоль ребра угла. И, в-третьих, при больших величинах нерасчетности струи возможно непосредственное падение основного скачка уплотнения на боковые грани угла, что еще больше усложняет структуру течения вблизи струи. Исследования обтекания сверхзвуковым потоком препятствия в двугранном угле подтвердили эти предположения [5]. Однако обтекание твердого и струйного препятствия не совсем тождественны, поэтому были предприняты исследования, результаты которых изложены ниже.

Распределение маслосажевого покрытия показало, что в области пространственного отрывного течения перед струей возникают внутренние линии стекания, которые не наблюдаются при $\gamma = 180^\circ$. В окрестности ребра угла линия отрыва пограничного слоя далеко продвинута вперед по потоку. В отличие от случая $\gamma = 180^\circ$ она не может быть описана приближенно уравнением кривой второго порядка [6]. На фиг. 1 показана типичная картина течения вблизи внутренней грани двугранного угла, полученная при $M_j = 2$ и $n = 760$. Линия отрыва пограничного слоя s_1 в окрестности ребра прямая. Она пересекается с линией s_4 , которая заметна на photographиях как линия скопления раствора, который образуется в месте падения на боковую грань основного скачка уплотнения, возникающего перед струей во внешнем потоке. Однако интенсивность скачка здесь не достаточна для того, чтобы вызвать отрыв пограничного слоя. В области отрывного течения появляется внутренняя линия стекания s_2 и две линии растекания e_1' и e_1 . Линия стекания s_2 переходит в линию стекания s_3 , которая, по-видимому, является линией отрыва пограничного слоя. За струей наблюдается не две, как при $\gamma = 180^\circ$, а четыре линии стекания (по две на каждой грани угла) и три линии растекания. Это свидетельствует о наличии за струей шести



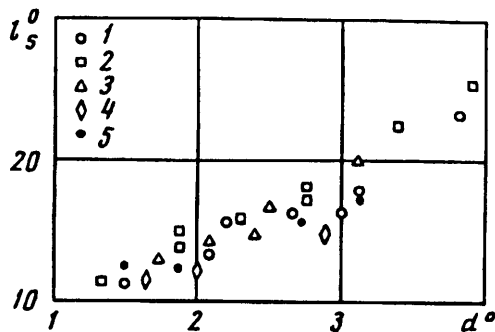
Фиг. 2

вихревых жгутов. Аналогичная схема течения обнаружена во всем исследованном диапазоне изменения M_j и n .

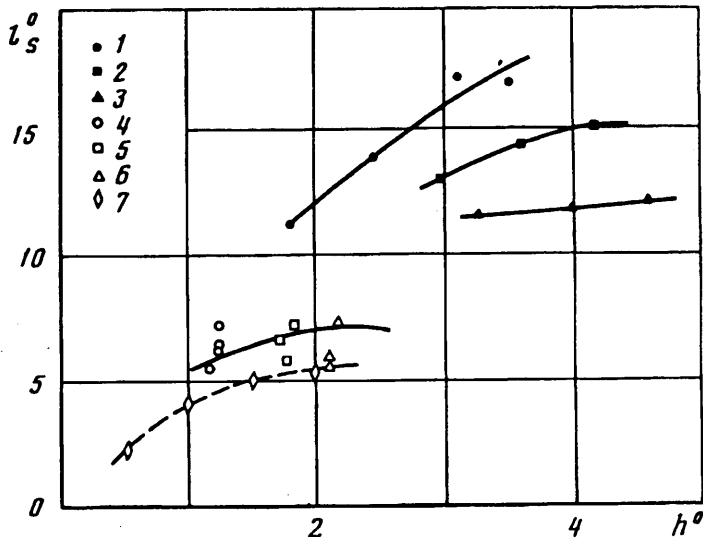
Высоконапорная струя газа, образующаяся во внешнем потоке при прохождении скачков уплотнения, попадает в отрывную зону перед струей и, будучи стесненной боковыми гранями угла, далеко проникает вдоль ребра навстречу набегающему потоку. Достигнув линии отрыва, эта часть газа разворачивается в боковых направлениях и встречается с другими массами газа, идущими от линии растекания e_1 по боковым граням, вдоль линии стекания s_2 . Зажатые в окрестности угла массы газа, вырываясь в боковых направлениях, расширяются и образуют два подковообразных вихревых жгута, разделенных вблизи поверхности линией растекания e_1 . Перед вихревым жгутом образуется линия стекания s_3 , которую можно рассматривать как линию отрыва пограничного слоя.

Сопоставление картины распределения смеси масла и сажи с кривыми распределения давления вдоль лучей подтверждает суждения, высказанные относительно характера линий стекания s_1 , s_2 , s_3 и s_4 . Кривые распределения давления для случая $M_j = 2$ и $n = 360$ показаны на фиг. 2. По оси x отложена величина $x^0 = R/d_j^*$, где R — расстояние от центра отверстия для выдува струи. По оси y отложена $p^0 = p/p_1$. Точки 1—7 соответствуют значениям угла $\varphi = 0—180^\circ$. На кривых 1—3 в районе линии s_1 имеется характерное для окрестности отрыва пограничного слоя увеличение давления от p_1 до p_2 (давления на «плато»).

Сравнивая эти данные с данными, полученными при обтекании сверхзвуковым потоком при $M = 3$ поперечной струи газа, истекающей из плоской поверхности [1, 6], замечаем, что при одном и том же значении n критический перепад давления $p_2^0 = p_2/p_1$ на линии отрыва пограничного слоя на ребре угла для $\gamma = 90^\circ$ меньше, чем для $\gamma = 180^\circ$. А длина зоны «свободного взаимодействия» (расстояние от точки p_1 до точки p_2) больше, т. е. градиент давления меньше. Это свидетельствует о наличии толстого ламинарного подслоя вблизи ребра двугранного угла. По мере удаления от ребра на лучах с $\varphi = 30$ и 60° градиент давления в



Фиг. 3



Фиг. 4

окрестности линии отрыва и критический перепад p_2^0 возрастают, что объясняется уменьшением толщины пограничного слоя и его ламинарного подслоя. Максимальная величина давления p_4^0 наблюдается, естественно, в окрестности линии растекания e_1 . За струей (при $\varphi = 150$ и 180°) давление ниже, чем в набегающем потоке.

Поскольку струя обтекает как некое препятствие, то есть смысл построить зависимости характерной длины зоны пространственного отрывного течения от размеров эквивалентного твердого тела, например цилиндра. За таковые были приняты высота h_j и диаметр $d_{j\max}$ струи, истекающей из отверстия в ребре угла в покоящийся газ с атмосферным давлением. Они были определены по фотографиям струи, полученным через прибор Теллера. За высоту струи взято расстояние от ребра угла до диска Маха, за диаметр — максимальный диаметр первой бочки струи. Обе эти величины могут быть получены теоретически или с помощью эмпирических соотношений [2]. На фиг. 3 представлена зависимость относительной характерной длины отрывной зоны перед струей $l_s^0 = l_s/d_j^*$ (где l_s — расстояние вдоль ребра угла от отверстия для вдува до линии отрыва пограничного слоя) от относительного поперечного размера эквивалентного цилиндра $d^0 = d_{\max}/d_j^*$. Точки 1—5 относятся к значениям $M_j = 1 - 3$ через интервал 0,5. Естественно, при всех M_j с увеличением h , а следовательно, и d_{\max} возрастает l_s .

На фиг. 4 показана зависимость длины зоны отрыва от высоты эквивалентного цилиндра. Точки 1—3 относятся к зависимости $l_i^{\circ} = f(h^{\circ})$ при $M_j = 1, 2, 3$, где $l_i^{\circ} = l_i/d_j^*$, а $h^{\circ} = h_j/d_j^*$. Точки 4—6 относятся к зависимости $l_i^{\circ} = l_i/d_{j\max}$ от $h^{\circ} = h_j/d_{j\max}$ при $M_j = 1, 2, 3$, там же пунктиром и точками 7 показана аналогичная зависимость $l_i^{\circ} = l_i/d$ от $h^{\circ} = h/d$, полученная в [7] для случая обтекания потоком с $M = 3$ вертикального цилиндра высотой h и диаметром d , расположенного на плоской поверхности. Естественно, как было показано выше, характерная длина l_i при одних и тех же размерах препятствия в двугранном угле больше, чем на плоской поверхности. Но вид кривых в обоих случаях одинаков.

Проведенное исследование показало, что при обтекании сверхзвуковым потоком струйных препятствий в двугранных углах вблизи последних возникает пространственное отрывное течение более сложной структуры, чем вблизи поперечной струи, истекающей в сверхзвуковой поток из плоской поверхности. При расчете характерных размеров области отрывного течения и поля давлений вблизи поперечной струи и в этом случае может быть использована аналогия между обтеканием сверхзвуковым потоком струйных и твердых препятствий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Взаимодействие струи газа, вытекающей из отверстия в пластине, со сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 2. С. 99—103.
2. Авдеевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 5. С. 193—197.
3. Корнилов В. И., Харитонов А. М. Экспериментальное исследование сжимаемого пограничного слоя вблизи линии пересечения двух пластин, образующих прямой угол // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1974. Вып. 2. № 8. С. 42—47.
4. Корнилов В. И., Харитонов А. М. О развитии поперечных течений в пограничном слое при продольном обтекании прямого двугранного угла // ПМТФ. 1979. № 1. С. 72—78.
5. Глаголев А. И., Зубков А. И., Лягушин Б. Е., Панов Ю. А. Обтекание сверхзвуковым потоком препятствий, расположенных на ребрах двугранных углов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 181—184.
6. Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание струйного газообразного препятствия на пластине сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 3. С. 97—102.
7. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 121—125.

Москва

Поступила в редакцию
10.XI.1993