

Закон изменения производной  $dp_s/dh$  отражает степень неоднородности сопротивления слоя по глубине  $h$ . Он выражается исходя из  $p_s=ch^\beta$  и (3.6) функцией

$$(3.7) \quad \frac{dp_s}{dh} = \rho_s(1-2) \left( \frac{h}{0.08-t/2} \right)^{\beta-1}$$

Из формулы (3.7) следует, что степень различия между удельным сопротивлением ансамбля из гибких гирлянд на глубине  $h$  и средним удельным сопротивлением на участке между первым и вторым ярусами дисков определяется множителем  $[h/(0.08-t/2)]^{\beta-1}=M$ , являющимся, таким образом, показателем изменчивости сопротивления слоя по глубине (при  $M=1$  удельное сопротивление слоя постоянно на всей глубине).

Приведенные на фиг. 4 расчетные зависимости  $M=f(\varphi_0)$  для  $h=25$  мм при различных значениях шага  $t$  показывают, что однородность сопротивления слоя повышается с увеличением степени насыщения его элементами аэродинамического сопротивления, т. е. с уменьшением просвета  $\varphi_0$  между дисками в ярусах и расстояний между ярусами  $t$ . Кривые 1-3 соответствуют шагу  $t=8, 12$  и 16 мм. Связь между уплотненностью элементов слоя и стабильностью его удельного сопротивления по глубине можно объяснить тем, что в более уплотненных системах подвижность гирлянд в поперечном направлении, а следовательно, и возможность каналаобразования ограничены.

В заключение автор благодарит А. А. Бармина за редактирование работы и ценные методические советы.

Поступила 17 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бернштейн Р. С., Померанцев В. В., Шагалова С. Л. Обобщенный метод расчета аэродинамического сопротивления нагруженных сечений. В сб. «Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах». М.-Л., Госэнергоиздат, 1958.
2. Аэров М. Э., Годес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л., «Химия», 1968, стр. 43.
3. Фабрикант Н. Я. Аэродинамика. М., «Наука», 1964, с. 121-124.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957, с. 11, 31.
5. Рамзин Л. К. Газовое сопротивление слоев сыпучих материалов. Изв. теплотехн. ин-та, 1926, № 7 (20).
6. Зиновьев Ю. И., Зубков В. Е. Исследование блокированного псевдооживленного слоя как среды для отделения клубней картофеля от комков и камней. Тр. Всес. научн.-исслед. ин-та механизации сельского хоз-ва, 1975, т. 72.

УДК 533.6.011.5

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ЗВУКОВОЙ СТРУИ С СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

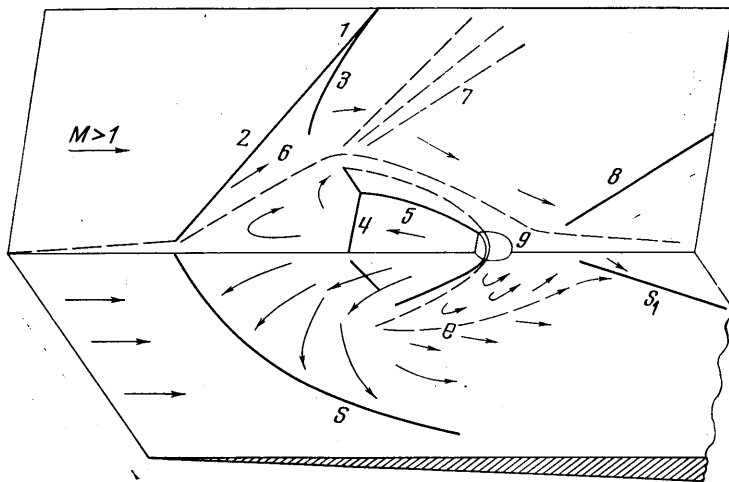
А. И. ГЛАГОЛЕВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

Для изучения взаимодействия встречной пристеночной струи с сверхзвуковым потоком использовалась модель в виде плоской заостренной пластины с укрепленным на ней круглым баясодом для вдува с внешним и внутренним диаметрами, равными 6 и 4 мм соответственно. Число Маха в набегающем потоке  $M=3$ . Число Рей-

нольда, подсчитанное по параметрам набегающего потока перед передней точкой линии отрыва пограничного слоя равно  $8.4 \cdot 10^7$ . Для получения турбулентного пограничного слоя на всей длине пластины ее передний край пристыковывался к нижней кромке плоского сопла сверхзвуковой трубы. Толщина пограничного слоя на срезе сопла 13 мм. Картина взаимодействия струи с потоком фотографировалась через прибор Теплера. Для визуализации течения вблизи поверхности пластины использовался метод масляной пленки. Отношение статического давления на срезе насадки для вдува струи в поток  $p_{1j}$  к статическому давлению в набегающем потоке  $p_1$  (так называемая величина нерасчетности струи —  $n$ ) изменялось от 0 до 92.

Анализ результатов проведенных исследований позволяет предложить газодинамическую схему взаимодействия встречной пристеночной струи со сверхзвуковым потоком, изображенную на фиг. 1.

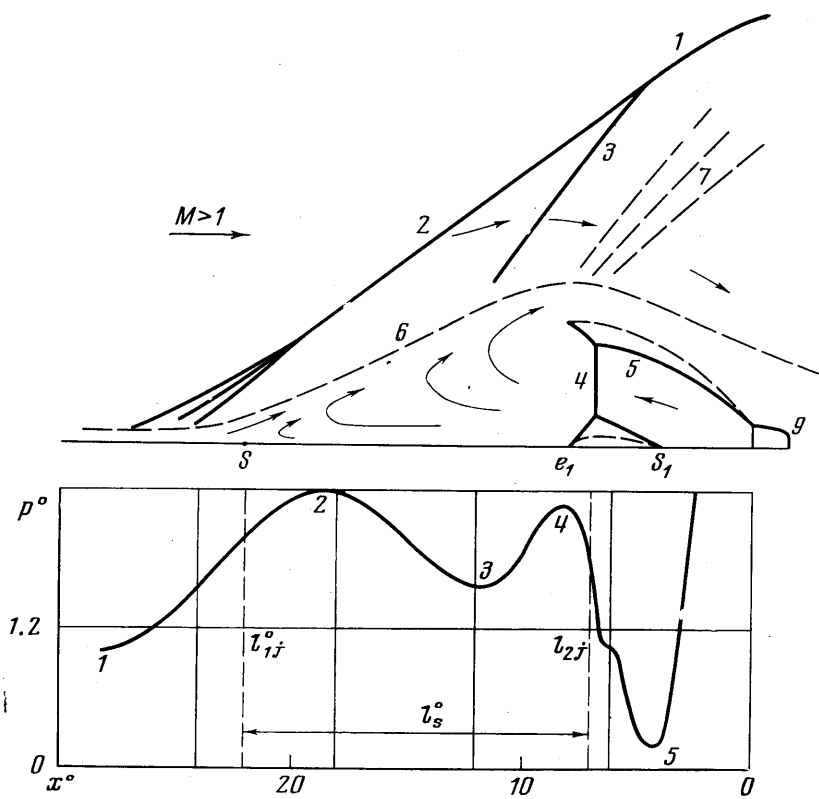


Фиг. 1

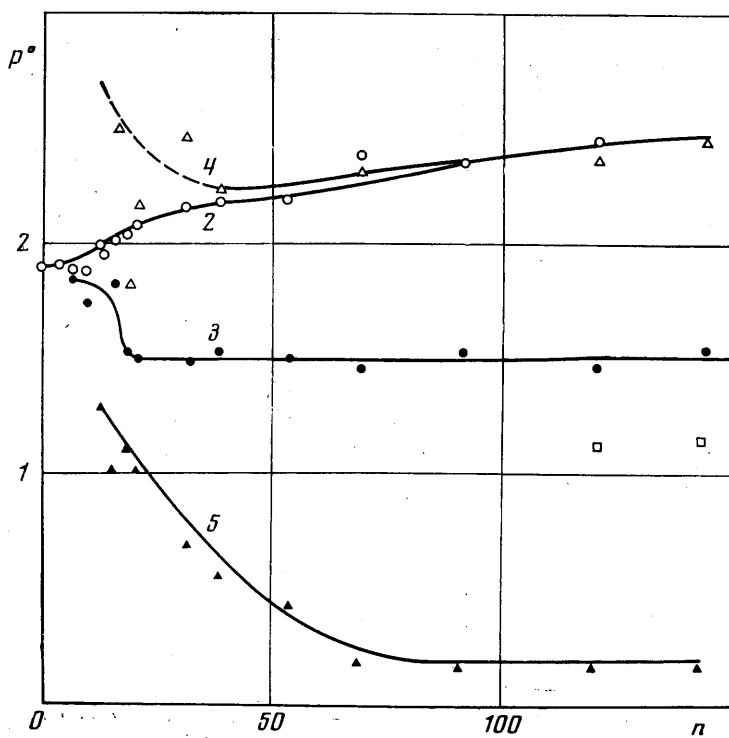
Образовавшийся перед встречной струей скачок уплотнения взаимодействует с пограничным слоем и вызывает его отрыв. Линия отрыва пограничного слоя перемещается вперед по потоку. Перед вдуваемой встречной струей образуется пространственная система скачков уплотнения с тройной точкой пересечения и зона трехмерного обратного отрывного течения. Для удобства схема течения изображена в двух плоскостях: горизонтальная плоскость совпадает с плоскостью пластины, вертикальная — вспомогательная плоскость — совпадает с плоскостью симметрии течения. На фигуре 1-2-3 и 4-5 — система скачков уплотнения перед струей и в струе, 6 — граница области отрывного течения, 7 — веер волн разрежения, 8 — хвостовой скачок уплотнения, 9 — насадок для вдува, S — линия отрыва пограничного слоя перед струей, S<sub>1</sub> — линия стекания, e — линия растекания, стрелками показано направление течения.

В целом картина течения перед встречной струей аналогична картине течения перед цилиндрическими препятствиями и поперечными струями, обтекаемыми сверхзвуковым потоком газа ([<sup>1-3</sup>] и др.). Однако, в то время как в зону обратного отрывного течения перед препятствиями и поперечными струями проникают высоконапорные струи газа из внешнего потока, в область отрывного течения перед встречной пристеночной струей поступает масса газа непосредственно из самой вдуваемой в поток струи. Это существенно влияет на структуру течения в отрывной области и на ее характерные размеры. Затем, поскольку область отрывного течения не замкнута, газ вытекает из нее в боковых направлениях.

Обратимся к изучению распределения давления в области взаимодействия встречной пристеночной струи со сверхзвуковым потоком. На фиг. 2 в верхней половине изображена схема течения в плоскости симметрии, а в нижней показано характерное распределение давления по поверхности пластины, соответствующее величине нерасчетности  $n=53.7$ . По горизонтальной оси отложена  $x^0 = x/d_{1j}$ , где  $d_{1j}$  — внутренний диаметр насадка для вдува, по вертикальной оси —  $p^0 = p/p_1$ . Характерные давления на кривой обозначены цифрами 1-6. Участок изменения кривой от 1 до 2 соответствует области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем



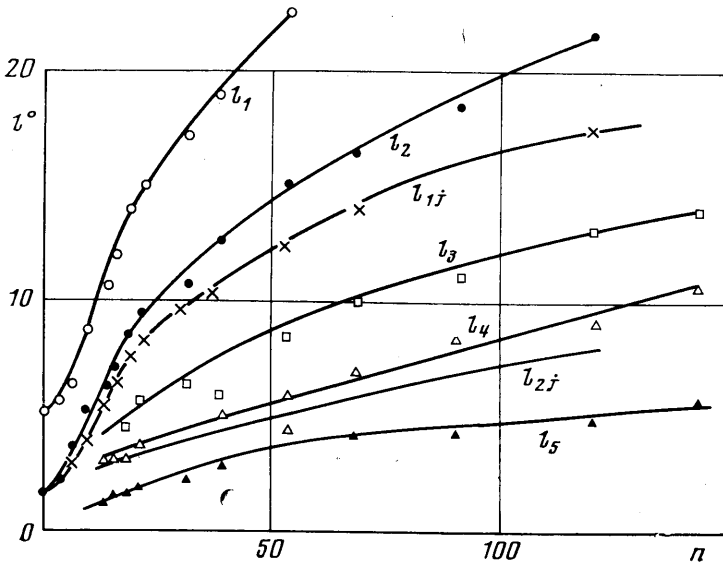
Фиг. 2



Фиг. 3

1, 2, 3. Участок от 4 до 5 соответствует области центрального скачка уплотнения (диска Маха) в струе. При большой интенсивности этот скачок, взаимодействуя с внутренним (в струе) пограничным слоем, может вызывать его отрыв с образованием внутри струи местных дозвуковых зон обратных отрывных течений. В этом случае на участке кривой от 4 до 5 заметен небольшой излом. По-видимому, перепад давления от  $p_5^\circ$  до  $p_6^\circ$  соответствует области отрыва пограничного слоя ( $S_1$  — точка отрыва,  $e_1$  — линия присоединения пограничного слоя,  $p_i^\circ$  — значение давления в точке  $i$ ). В заключение можно отметить, что газ по истечении из насадка разгоняется, тормозится в центральном скачке уплотнения, затем немного разгоняется (о чем свидетельствует падение давления на участке 3–4) и вновь тормозится. Достигнув линии отрыва пограничного слоя, газ разворачивается, смешивается с газом набегающего потока и уносится назад по течению, огибая струю, как некое препятствие.

Зависимость характерных давлений  $p_i^\circ$  ( $i=2-5$ ) от величины нерасчетности струи  $n$  показана на фиг. 3 кривыми 2–5 соответственно. При развитом режиме истечения струи ( $n > 20$ ) (фиг. 1) все характерные давления с увеличением  $n$  меняются плавно. В диапазоне  $n=15-20$ , по-видимому, происходит смена режимов



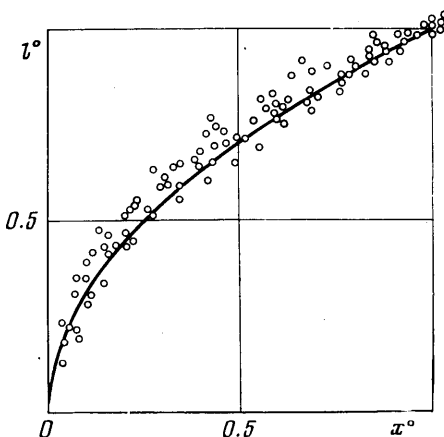
Фиг. 4

течения. Малые значения  $n$  соответствуют еще неустановившемуся режиму, возможно, дозвуковому истечению струи. Здесь существенно влияние вязкости на структуру течения в струе. Нестационарность истечения струи при  $n \leq 20$  проявляется в значительном разбросе экспериментальных данных. С увеличением  $n$  критическое отношение давления  $p_2^\circ$  в плоскости симметрии на скачке, вызывающем отрыв пограничного слоя, плавно возрастает, приближаясь, но не достигая его значения для двумерного течения, равного при  $M=3$   $p_2^\circ=2.43$ . Интересно отметить, что при  $n > 20$  величина  $p_3^\circ$ , а при  $n > 70$  также и  $p_5^\circ$  перестает зависеть от  $n$ .

Рассмотрим изменение различных характерных размеров области взаимодействия встречной струи с потоком. Пусть  $l_{1j}$  — полная длина зоны взаимодействия, равная расстоянию вдоль линии симметрии от насадка до линии отрыва пограничного слоя,  $l_{2j}$  — расстояние до диска Маха. За характерную длину зоны трехмерного отрывного течения примем величину  $l_3=l_{1j}-l_{2j}$ , а за характерную ширину  $l_m$  — расстояние по перпендикуляру к линии симметрии вдоль поверхности пластины от точки пересечения диска Маха с осью симметрии до линии отрыва пограничного слоя. Расстояние вдоль линии симметрии от насадка до точки с характерным давлением  $p_i$  обозначим через  $l_i$ . Введем безразмерные величины  $l_i^\circ=l_i/d_{1j}$ ,  $l_s^\circ=l_s/d_{1j}$  и т. д., где  $d_{1j}$  — внутренний диаметр насадка для вдува. Величина  $l_{2j}$  вычислялась по эмпирической формуле, предложенной в [4] для случая истечения сверхзвуковых струй

в покоящийся газ или спутный поток. Зависимости характерных размеров от нерасчетности струи приведены на фиг. 4. С увеличением  $n$  все характерные размеры возрастают. На участке  $n < 20$  это возрастание наблюдается более резко.

На фиг. 5 показана форма линии отрыва пограничного слоя в координатах, принятых в [1, 3]. Ось  $x^\circ = x_0/l_s$  направлена по потоку вдоль оси симметрии, ось  $y^\circ = y/l_m$  перпендикулярна к ней вдоль поверхности пластины. Начало координат помещено в переднюю точку линии отрыва пограничного слоя. Хотя величина  $l_{2j}^\circ$ , а поэтому и  $l_s^\circ$  вычислены приближенно, экспериментальные точки на фиг. 5 группируются так же, как и в [1, 3], посвященных исследованию отрыва пограничного слоя при обтекании сверхзвуковым потоком твердых и струйных препятствий, около кривой  $y^\circ = \sqrt{x^\circ}$  (сплошная линия). Это обстоятельство можно рассматривать как подтверждение аналогии в структуре течения в области отрыва пограничного слоя, вызванного скачком уплотнения, возникающего перед препятствиями различного рода.



Фиг. 5

Поступила 29 III 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
2. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
3. 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.
4. Уитфилд, Смитсон, Прайс. Скачкообразное изменение положения линии раздела недорасширенной струи, истекающей навстречу набегающему потоку. Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 9.

УДК 533.6.011.72

### О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЯХ НА НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

М. В. ПИСКАРЕВА, Ф. В. ШУГАЕВ

(Москва)

Геометрические и кинематические условия совместности на фронте волны в трехмерном случае впервые получены Адамаром [1]. В предположении, что сами функции непрерывны, а их первые производные разрывны, Адамар получил условия, связывающие разрывы производных на фронте волны до третьего порядка включительно. При этом использовались лагранжевы переменные. Условия совместности обсуждаются в нескольких работах, например, у Н. Е. Кочина [2]. В [3] записаны в эйлеровых переменных условия совместности для случая, когда сами функции на фронте волны разрывны. При этом условия совместности даны в форме, использующей понятия внутренней геометрии поверхности.

В ряде работ [4, 5] условия совместности второго порядка применены для изучения движения ударной волны в одномерном потоке в предположении, что газ перед волной покоится.

Ниже для нестационарного одномерного и трехмерного течений на основе условий совместности получены соотношения, связывающие производные по времени от числа Маха ударной волны и изменение профиля плотности за волной с производ-