

УДК 519.31:533.69 (575.2) (04)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДОННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СТРУИ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

А.К. Тыныбеков – канд. техн. наук,
Т.С. Орозалиев – соискатель,
КГУСТА

In the work the results of experimental researches of a cylindrical and jet obstacles flow by a supersonic stream are presented. Semi empirical and empirical dependences allowing to count parameters of flow in the field of a gas jet interaction with a fetching air stream down on a flat surface with a good accuracy were received.

Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической трубе А-3 отдела гиперзвуковой аэродинамики Института механики МГУ при числе Маха невозмущенного потока равном трем и давлении торможения $P_0=12$ и 18 атм [1]. При этом в случае расположения пластины в верхнем положении величина толщины пограничного слоя на ней составляла $\delta \approx 1,3$ мм, а в нижнем – $\delta \approx 13$ мм. В обоих случаях состояние пограничного слоя перед точкой отрыва было турбулентным [2]. Степень нерасчетности струи оценивается величиной n , равной отношению статического давления P_1 на срезе сопла к статическому давлению окружающей среды.

В процессе экспериментов, наряду с изучением распределения давления для получения сведений о физических особенностях течения, использовались известные в аэродинамике методы: съемка при помощи прибора Теплера и визуализация с использованием саже-маслянного покрытия поверхности.

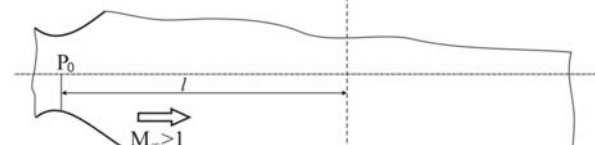
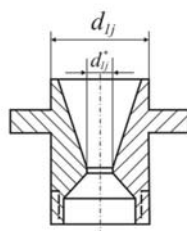
Для получения подробных сведений по распределению давления в области за струей применяли дренаж или делали измерения только вдоль линии симметрии.

В предыдущих исследованиях [1] основное внимание было уделено исследованию об-

щей картины взаимодействия струи с потоком. Была выяснена схема обтекания струи с потоком (рис. 1). Из характерных деталей взаимодействия отметим следующее: ударная волна, взаимодействуя с пограничным слоем, вызывает его отрыв и образование пространственной отрывной зоны, перед которой во внешнем потоке образуется пространственная система скачков уплотнения с одной тройной точкой пересечения скачков. Важной информацией, играющей определенную роль в понимании особенностей течения в области отрыва, являются сведения о распределении давления. На рис. 2 показано типичное распределение давления перед струей и указаны характерные величины давлений, отнесенные к статическому давлению P_1 в набегающем потоке, P_3 – минимальное давление, P_4 – максимальное давление.

На рис. 3 показаны теневые снимки Теплера, полученные в аэродинамической трубе Института механики МГУ, при вдуве поперечной струи в сверхзвуковой поток.

В работе [2] приведены обобщенные зависимости характерных размеров отрывной зоны перед струей и характерных давлений в ней от параметров набегающего потока, струи, кривизны поверхности тела и формы отверстия для вдува.



| | | | | | |
|--------------|----|-----|-----|-----|-----|
| d_{ij} мм | 14 | 3,5 | 5 | 6 | 10 |
| d'_{ij} мм | 14 | 3,5 | 3,5 | 3,5 | 3,5 |

Рис. 1.

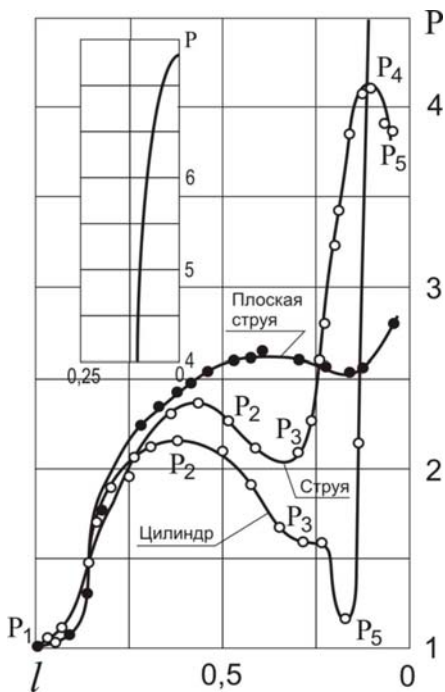


Рис. 2.

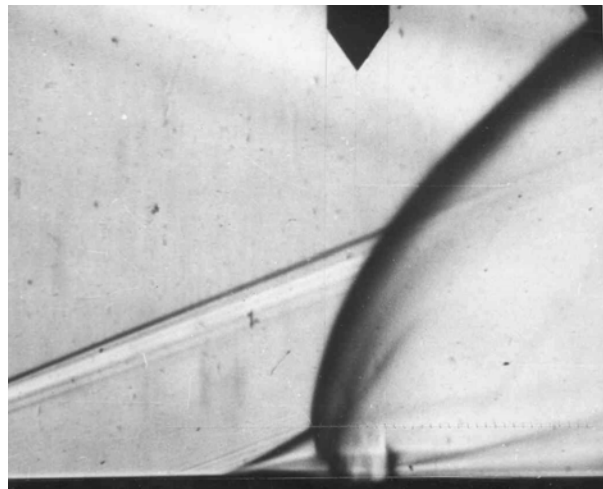
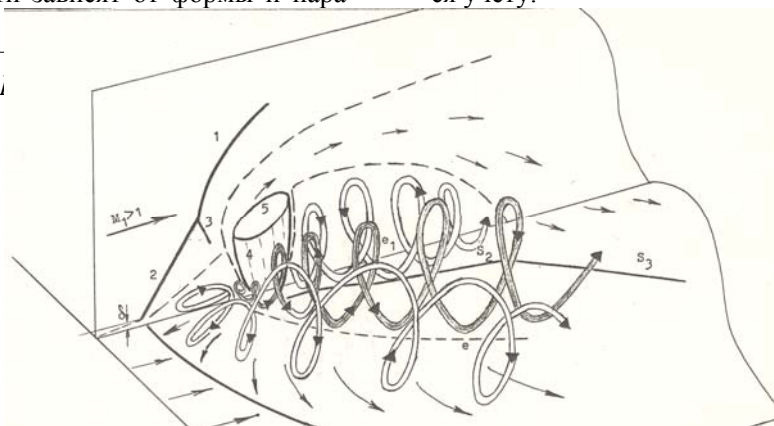


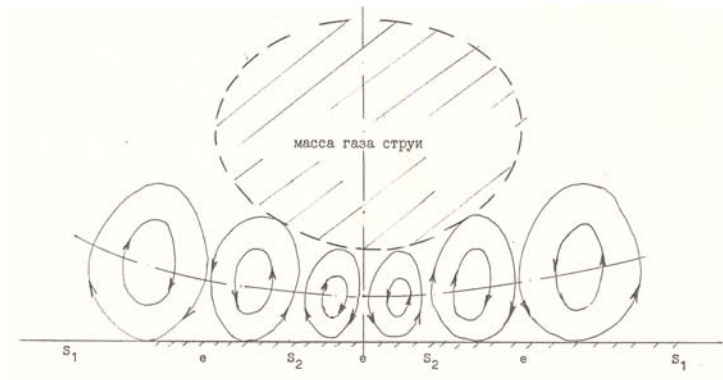
Рис. 3.

Как отмечалось во многих работах, изменение параметров в плоскости симметрии за отверстием вдува аналогично изменению давления за ступенькой. Количественные характеристики и распределение давления по ширине донной области зависят от формы и пара-

метров струи и физических свойств газов. Влияние перечисленных параметров, в том числе относительного давления вдуваемого газа, не вносит коренных изменений в картину возмущений давления, однако трудно поддается учету.



а



б

Рис. 4.

Поэтому многие исследователи для расчета минимального давления за струей используют известную зависимость донного давления за ступенькой, обтекаемой сверхзвуковым потоком от скорости набегающего потока (кривую Корста). На рис. 4 а и б показаны картина течения вихрей при взаимодействии струи со сверхзвуковым потоком.

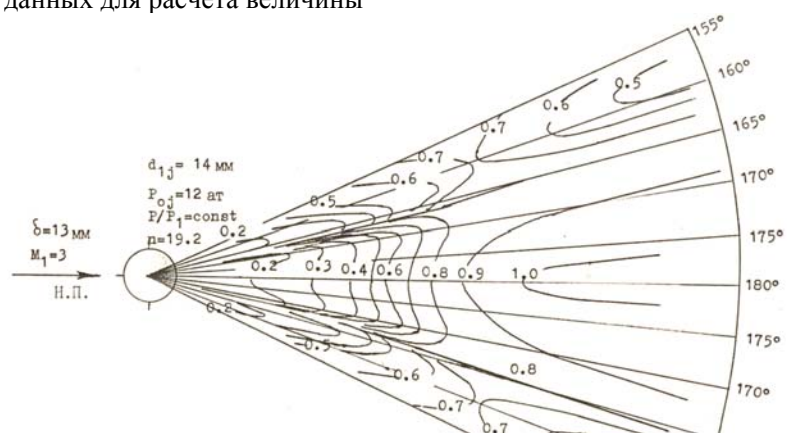
При плоском взаимодействии данные удовлетворительно согласуются с кривой Корста, при пространственном – давление за струей значительно выше, чем за ступенькой. В связи с малым количеством сравнимых экспериментальных данных для расчета величины

P_δ можно принять эмпирическую зависимость, предложенную в работе [1]:

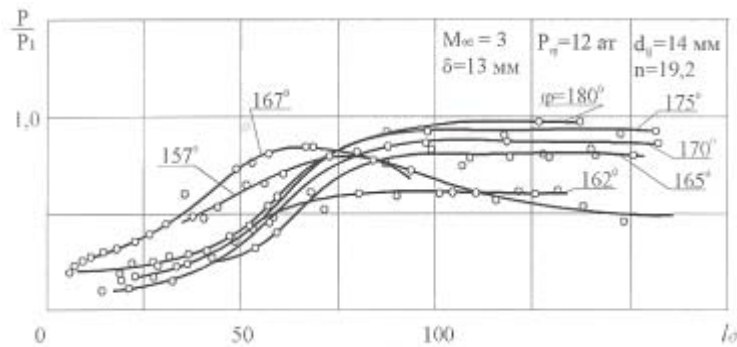
$$\frac{P_\delta}{P_1} = 1,3 \frac{N_\infty}{N_\infty + 1} \frac{1}{M_\infty}$$

Расстояние от задней кромки отверстия вдува до точки присоединения вдуваемой струи к поверхности можно определить по данным расчета проникновения струи h и углу δ_D присоединения струи:

$$l_D = \frac{h}{\text{tg} \delta_D}$$



а



б

Рис. 5.

или по экспериментальным данным работ, удовлетворительно аппроксимирующихся эмпирической зависимостью (рис. 5, 6):

$$\frac{l_d}{l_s} = 0,23 \left(\frac{P_{01}}{P_1} \right)^{0,6}.$$

Картина течения в донной области за струей имеет сложный характер (рис. 5, 6). Во-первых, за струей, истекающей в поток со скоростью числом Маха $M_{Ij}=1$, имеется область донного течения. Из распределения масляно-железового состава видно, что застойная область ограничена боковыми линиями стекания, наблюдается линия растекания e . Во-вторых, на некотором расстоянии от струи имеется об-

ширная область присоединения массы газа струи к поверхности пластины.

В приведенных исследованиях считалось, что течение в данной области слабое, а давление почти постоянное. Однако последние исследования показали, что распределение давления за струей неоднородно. В донной области за струей наблюдаются резкие градиенты давления. Но в целом величины давлений много меньше, чем перед струей в зоне развитого отрывного течения. На рис. 5 показано распределение давления за струей по оси симметрии для чисел $M_\infty=3$ диаметра отверстия $d=14$ мм. На рис. 6 приведена зависимость расстояния до точки “прилипания” струи от давления вду-

ваемого газа: 1 – отверстие $\varnothing 9$ мм, $M_\infty=3,6$; 2 – отверстие $\varnothing 7$ мм, $M_\infty=2,75$.

Как показали исследования [1, 2], характер течения за струей является сложным и обладает определенными особенностями. Детальные исследования донного течения необходимы для создания единой схемы взаимодействия струи со сверхзвуковым потоком. Кроме того, эти результаты могут быть использованы для оценки вклада отрывных сил в этой области в общую силу.

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что дувимая струя не сразу размывается и уносится потоком, а проникает в поток на некоторую глубину. При этом форма дувимой струи газа и конфигурация скачков уплотнения в ней отличаются от формы и конфигурации скачков уплотнения, которые образуются при истечении струи в покоящийся газ [2]. Поскольку распределение давления вдоль боковой поверхности струи, дувимой в сверхзвуковой поток, носит сложный характер [1], расширения струи происходит во все стороны неравномерно. При этом характерная система скачков, состоящая из бочкообразного и центрального скачков уплотнения, искривляется и приобретает сложную пространственную форму, передняя и задняя граница струи оказываются в пространстве с существенно

разным давлением. Задняя граница струи, находясь в области пониженного давления, искривляется и на некотором расстоянии от места выдува “прилипает” к поверхности тела. При изменении значения нерасчетности n это расстояние изменяется. В области “прилипания” происходит торможение струи и связанное с ним повышение давления на пластине. При этом на картине визуализации (рис. 7) отмечается резкое удлинение поперечных размеров области за струей, ограниченное линиями стекания S , что, с одной стороны, связано с подводом дополнительной массы в пристеночную область, а с другой, малой интенсивностью вихря, расположенного между линиями растекания e и струей. При движении вниз по потоку происходит увеличение скорости течения в области “прилипания”, и она замыкается.

Поскольку воздействие струи на сверхзвуковой поток эквивалентно по своему характеру воздействию на него некоторого твердого тела, то качественное влияние интенсивности возмущения в сверхзвуковом потоке можно проследить на примере обтекания цилиндра конечной высоты, установленного на пластине [1]. По мере уменьшения высоты цилиндра до некоторой величины h^* система скачков уплотнения, следовательно, и вся картина течения в целом не меняется.

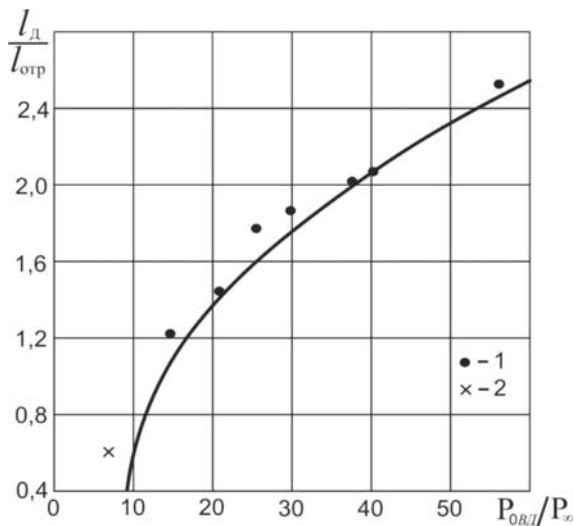


Рис. 6.

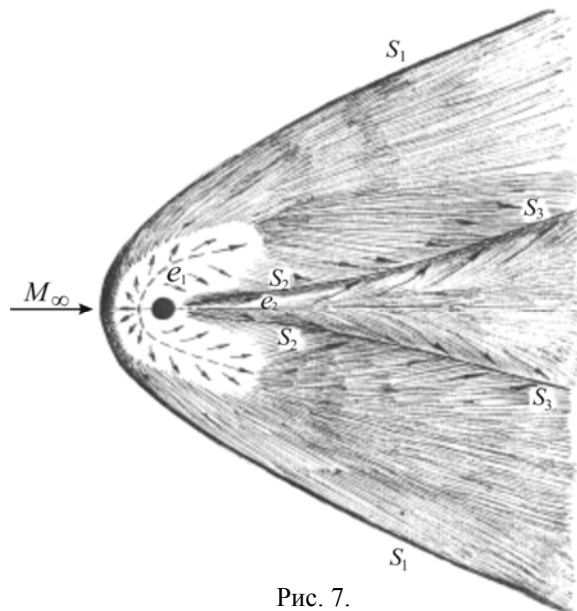


Рис. 7.

Таким образом, область за струей состоит из некоторой зоны, ограниченной линиями стекания, близкими к прямым, и зоны, имеющей сложную форму. На эпюре распределения давления в плоскости симметрии за струей отмечается характерная “полочка” с давлением P_0 , которая плавно повышается в области “прилипания”, достигает значения P_{01} , несколько превышающее статическое давление невозмущенного потока. Далее давление P_{01} плавно снижается до статического P_1 . На рис. 5 показано распределение давления за струей для чисел Маха невозмущенного потока $M_\infty=3,0$ и $M_\infty=6,0$ и различных значениях нерасчетности в координатах (\bar{P}, \bar{x}) . “Прилипание” струи при увеличении числа Маха M_∞ , наступает раньше, что связано с увеличением импульса набегающего потока. При этом P_0 несколько повышается, так как струя, прилегая ближе к отверстию вдува, обладает большей кинетической энергией.

Интересно отметить, что поперечные размеры области за струей мало меняются при различных числах Маха M_∞ . Анализ течения за струей показывает, что для геометрических размеров этой области масштабом подобия, как и для области перед струей, является длина зоны отрыва l_S . В частности, эпюры распределения давления для фиксированного числа

Маха M_∞ являются универсальным в координатах (\bar{P}, \bar{x}) , причем наблюдается их значительная деформация в зависимости от числа Маха M_∞ .

Донное давление за струей возрастает от очень малых величин до статического давления в набегающем потоке. Среднее донное давление при $M_\infty=3,0$ не зависит от нерасчетности струи, т.е. за струей так же, как и перед ней наблюдается геометрическое и силовое подобие течений.

Исследования показали, что l_δ не зависит от параметров струи и слабо зависит от числа Маха M_∞ набегающего потока. Так, при $3 < M_\infty < 6$ значение l_δ меняется в диапазоне от $3,7l_S$ до $4,2l_S$, а для упрощения расчетов принимаем $l_\delta \approx 4,0l_S$.

Литература

1. 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.
2. Зубков А.И., Глаголев А.И., Панов Ю.А., Тыныбеков А.К. Структура течения за поперечной струей в сверхзвуковом потоке // НИИ механики МГУ. – М., 1985. – Деп в ВИНТИ. – №4357. – С. 29.