

На всех приведенных фигурах, не меняя существа дела, значения  $V_D$  можно заменить соответствующими безразмерными величинами  $V_D^* = V_D/V_*$ . В частности,  $A_v$  будет менять знак при  $V_D^* = 1$ . Представляет значительный интерес предложенная Л. И. Седовым безразмерная скорость  $V_c = V_D(gv)^{-1/2}$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости. Использование этого параметра, конечно, приведет к изменению масштаба по горизонтальной оси, но, сохраняя суть полученных корреляционных связей, позволит представить их в безразмерном виде.

Найденные зависимости свидетельствуют о существенном отличии статистического режима среднemasштабных горизонтальных флуктуаций скорости в океане от представлений, вытекающих из теории локально изотропной турбулентности. За исключением двух частных случаев, когда скорость доминирующего течения близка к 10 см/с или нулю, распределение продольной составляющей принципиально и значительно отличается от гауссовского.

Считаю приятным долгом выразить искреннюю признательность Л. И. Седову за внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, Ч. 2. М.: Наука, 1967, с. 314.
2. Чиграков К. И. Закономерность перестройки мезомасштабной турбулентной структуры океанических течений. В сб.: Морские гидрофизические исследования, № 3 (59). Севастополь: Изд. МГИ АН УССР, 1972.
3. Чиграков К. И. К оценкам статистических характеристик мезомасштабной структуры поля скорости в океане. В сб. Морские гидрофизические исследования, № 5(55). Севастополь: Изд. МГИ АН УССР, 1971.
4. Мандельштам Л. И. Полн. собр. тр., т. 5, с. 120. М., Изд-во АН СССР, 1950.
5. Беляев В. С., Озмидов Р. В. Законы распределения составляющих вектора скорости в океане. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 5.
6. Зыков И. Д., Нагурный А. П., Савченко В. Г., Чепурина М. А. О законе распределения составляющих скорости течения и температуры воды. — Тр. Аркт. и антаркт. НИИ, т. 312.
7. Вигнер Е. Этюды о симметрии. М.: Мир, 1971, с. 53.
8. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М.: Мир, 1968.

Севастополь

Поступила в редакцию  
3.IX.1979

УДК 532.525.2+533.6.011.6

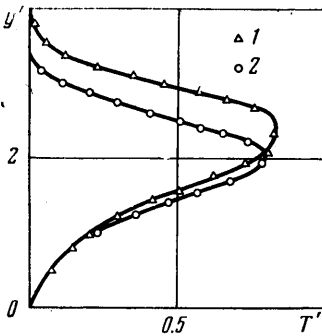
### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВДУВАЕМОЙ СТРУИ ГАЗА СО СВЕРХЗВУКОВЫМ НАБЕГАЮЩИМ ПОТОКОМ БЕЗ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗОНЫ ОТРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

МАСЯКИН Н. Е., ПОЛЯНСКИЙ М. Н.

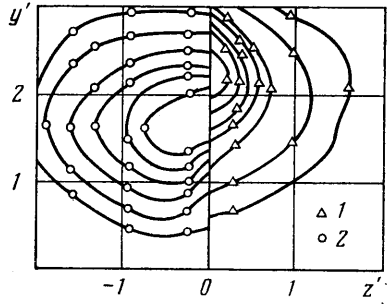
Рассматривается течение, образующееся при взаимодействии сверхзвукового потока с поперечной звуковой или сверхзвуковой струей, вдуваемой перпендикулярно к направлению основного потока через сопло, выходное сечение которого расположено на плоской стенке.

При вдуве струи газа через круглое отверстие [1] перед струей за счет торможения набегающего потока повышается давление. Вследствие этого происходит отрыв пограничного слоя, нарощего на стенке перед соплом вдува. Образовавшаяся трехмерная зона отрыва приводит к резкому возрастанию давления и тепловых потоков в стенку перед соплом вдува, что нежелательно для многих задач современной техники.

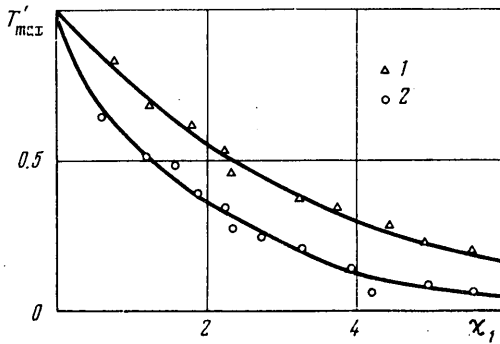
Одной из основных количественных характеристик взаимодействия пограничного слоя с падающими на него скачками уплотнения, которые и приводят к образованию трехмерной зоны отрыва пограничного слоя, является критический перепад давления [2, 3]. Эта величина, равная отношению давления на стенке в точке отрыва к давлению в невозмущенном потоке, зависит в общем случае от чисел Маха и Рейнольдса невозмущенного потока. Для турбулентного пограничного слоя критический перепад давления определяется лишь числом Маха набегающего потока. В этом случае угол эффективного клина, лежащего на пластине и создающего перепад дав-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

ления, равный критическому, начиная с числа  $M_\infty=2.0$  не зависит от числа  $M_\infty$  и равен приблизительно  $12^\circ$ . Если организовать вдув струи газа таким образом, чтобы повышение давления перед струей соответствовало повышению давления при обтекании клина с углом, меньшим  $12^\circ$ , то перед соплом вдува не образуется трехмерной зоны отрыва пограничного слоя, как это было показано в работе [4].

В данной работе проведены эксперименты с соплом вдува, имеющим в выходном сечении форму равнобедренного треугольника, ориентированного вершиной при равных сторонах навстречу набегающему потоку с полууглом при вершине  $10^\circ$  — сопло 1 и эквивалентным ему по площади выходного сечения круглым соплом — сопло 2.

Из результатов, полученных в [4], следует, что для треугольных сопел вдува существует зависящая от величины угла при вершине характерная степень нерасчетности  $n_1$ , до которой осуществляется «безотрывный» режим обтекания вдуваемой струи.

При степени нерасчетности  $n > n_1$  недорасширенная струя газа, истекающая из треугольного сопла, сильно расширяется в области взаимодействия с набегающим сверхзвуковым потоком и давление перед ней поднимается выше критического — происходит образование трехмерной зоны отрыва пограничного слоя перед соплом вдува. Наличие трехмерной зоны отрыва пограничного слоя перед струей газа, вдуваемой в набегающий сверхзвуковой поток через сопло 2, приводит к образованию вихревых зон с возвратными течениями в окрестности вдуваемой струи. Можно предположить, что наличие таких зон должно способствовать более интенсивному перемешиванию вдуваемой струи с основным потоком и уменьшать глубину ее проникновения в поток по сравнению со струей, вдуваемой через сопло 1 при  $n < n_1$ . С целью проверки сделанного предположения были проведены следующие эксперименты с соплами 1 и 2. В этой серии экспериментов газ вдуваемой струи нагревался до температуры  $T_a=200^\circ\text{C}$ , в то время как температура торможения сверхзвукового набегающего потока  $T_\infty$  была равна  $20^\circ\text{C}$ . Замеры температуры  $T$ , произведенные насадком для измерения температуры в области взаимодействия двух потоков, обрабатывались затем в виде безразмерных профилей температуры  $T'=(T-T_\infty)/(T_a-T_\infty)$ . Значение  $T'=0$  соответствует области, в которую вдуваемая струя не проникает, а  $T'=1$  соответствует случаю, когда газ вдуваемой струи еще не смешался

с газом набегающего сверхзвукового потока.

Начало ортогональной системы координат  $XYZ$ , в которой проведены измерения, совпадает с центром тяжести фигуры, образованной выходным сечением сопла вдува, направление оси  $X$  совпадает с вектором скорости невозмущенного набегающего потока, направление оси  $Y$  — с вектором скорости вдуваемой струи. Приняты следующие обозначения:  $x' = x/d_a$ ;  $y' = y/d_a$ ;  $z' = z/d_a$ , где  $d_a$  — диаметр сопла 2.

Результаты измерения профилей  $T'$ , по которым можно судить о проникновении газа вдуваемой струи в основной поток, приведены на фиг. 1 и 2. На фиг. 1 приведены профили  $T'$  при вдуве через сопла 1 и 2 для  $M_\infty = 2.1$ ,  $M_a = 1$  и  $n = 5.1$  в плоскости симметрии течения при  $X' = 2$ , а на фиг. 2 — в плоскости, перпендикулярной вектору скорости набегающего потока для того же значения  $X'$ . На фиг. 2 проведены изомеры через интервал, соответствующий  $\Delta T' = 0.1$ .

Из рассмотрения результатов, представленных на этих фигурах, видно, что при  $n < n_1$  струя газа, истекающая из треугольного сопла, проникает на большую глубину в набегающий сверхзвуковой поток, чем струя из сопла 2. Из фиг. 2 также следует, что в боковом направлении струя, соответствующая соплу 1, смешивается гораздо хуже, чем струя из сопла 2.

Примем в качестве глубины проникновения струи газа в основной поток максимальное значение ординаты  $y_c$ , при которой величина измеренной безразмерной температуры  $T' = 0.05$ . Сравнение величин  $y_c$ , соответствующих соплам 1 и 2, показало, что при  $n < n_1$  для чисел  $M_\infty = 2-4$ , струя, соответствующая соплу 1, проникает в основной поток приблизительно в 1,5 раза глубже, чем струя, соответствующая соплу 2.

Ликвидация трехмерной зоны отрыва пограничного слоя перед струей приводит к тому, что вдуваемая струя начинает хуже смешиваться с основным потоком в сечениях, расположенных вниз по потоку от места вдува, как это следует из фиг. 3. Примем в качестве величины, характеризующей степень перемешивания вдуваемой струи с основным потоком, зависимость величины  $T'_{\max}$  в профиле  $T'$  (см. рис. 1) от расстояния  $X'$ . На фиг. 3 приведены экспериментальные данные по зависимости величины  $T'_{\max}$  от  $X_1 = x/\sqrt{nd}$  для сопел 1 и 2. При этом зависимость  $T'_{\max}$  от  $X_1$  удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью вида  $T'_{\max} = \exp(-KX_1)$ , где  $K$  для сопла 1 равен 0.52, а для сопла 2 — 0.3.

В заключение отметим, что использование треугольного сопла для вдува струи газа в набегающий сверхзвуковой поток может оказаться действенным способом для увеличения проникновения струи в поток и для уменьшения конвективных тепловых потоков в стенку перед соплом вдува.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский 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.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
3. Авдусевский 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.
4. Масякин Н. Е., Полянский М. Н. О возможности вдува струи газа в сверхзвуковой поток без образования трехмерной зоны отрыва пограничного слоя. Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.

Москва

Поступила в редакцию  
4.VII.1980