

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ СТРУЙНОМ ОБТЕКАНИИ ПРЕГРАДЫ

И. А. БЕЛОВ, Г. Ф. ГОРШКОВ, В. С. КОМАРОВ, В. С. ТЕРПИГОРЬЕВ

(Ленинград)

Приводятся результаты экспериментального исследования осредненной и пульсационной скоростей при взаимодействии дозвуковой осесимметричной струи с плоской преградой, установленной перпендикулярно оси струи. Получена геометрическая схема растекания струи по преграде, распределение указанных параметров в характерных областях течения.

Течение в струе характеризуется осредненными во времени и пульсационными газодинамическими параметрами. Осредненные и пульсационные характеристики потока свободных дозвуковых струй в значительной степени изучены [1-4]. В то же время, несмотря на большое практическое значение, имеются весьма ограниченные данные о характеристиках струй в области взаимодействия с различного рода преградами. В данной статье поставлена задача экспериментального определения осредненных и пульсационных характеристик осесимметричных дозвуковых воздушных струй малых скоростей  $u_a = 5-30$  м/сек вблизи плоской преграды, расположенной по нормали к оси струи.

Измерение газодинамических параметров потока проводилось на экспериментальной установке, которая состояла из аэродинамической трубы непрерывного действия с диаметром выходного сечения сопла 100 мм, плоской преграды, представляющей собой металлическую плиту размером  $500 \times 350$  мм<sup>2</sup>, координатного устройства, термоанемометра постоянного тока и регистрирующего устройства (осциллографа Н-105).

Шлифованная поверхность преграды имела высоту микронеровностей не более 3.5 мк. Отклонение плоскости поверхности преграды было не более 0.02 мм на

всей длине. Для установки датчика термоанемометра в преграде предусматривалось отверстие диаметром 3 мм. Перемещение державки датчика относительно преграды осуществлялось при помощи специального микрометрического приспособления с ценой деления 0.01 мм.

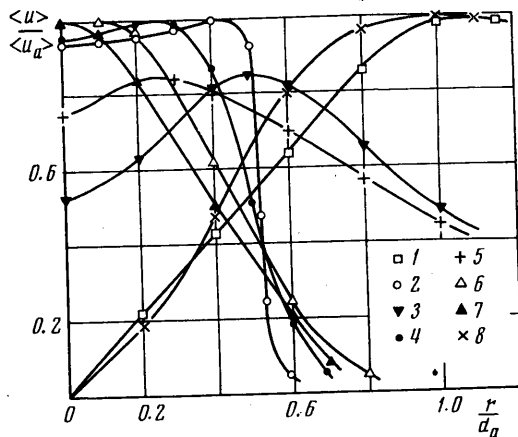
В качестве чувствительного элемента зонда термоанемометра использовалась проволока из золотеного вольфрама диаметром 8 мк. Постоянная времени нити  $M = 3 \cdot 10^{-4}$  сек обеспечила получение практически неискаженных пульсаций скорости до частоты 250 гц. Так как в потоках умеренных скоростей отсутствуют пульсации скорости выше 250 гц, в схеме термоанемометра не использовался компенсатор тепловой инерции нити. Для получения с выхода прибора сигнала, который пропорционален скорости потока, применялась линейаризирующая цепочка, аналогичная описанной в [5]. Суммарная погрешность измерений для осредненных и пульсационных скоростей составила соответственно 5 и 13%.

Исследование газодинамических параметров в области взаимодействия проводилось для десяти поперечных сечений в диапазоне  $\xi = x/d_a = (0.01-1.0)$ ; при этом преграда устанавливалась на различных расстояниях  $X$  от среза сопла в пределах начального участка струи ( $\zeta = X/d_a = 0.25-5.00$ ); диаметр сопла  $d_a$  принят за характерный размер.

Для получения профиля скорости в пристеночном пограничном слое датчик термоанемометра устанавливался на различных расстояниях от поверхности преграды в диапазоне  $x = 0.1-1.0$  мм через 0.05 мм. Начальное положение датчика относительно преграды фиксировалось электрическим контактом. Числа Рейнольдса, определенные по начальным параметрам струи на срезе сопла, находились в диапазоне  $R = (5.4-20) \cdot 10^4$ .

Приводим некоторые результаты измерений осредненных скоростей.

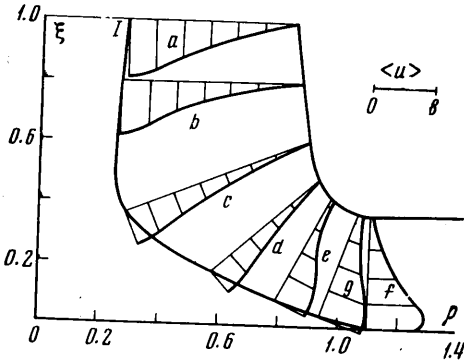
На фиг. 1 дано распределение осредненных скоростей в области взаимодействия для  $u_a = 8$  м/сек,  $d_a = 100$  мм; точки 1, ..., 8 соответствуют комбинациям значений



Фиг. 1

$\zeta$  и  $\xi$ , указанных в скобках: 1 (2.0, 0.01), 2 (1.0, 0.8), 3 (2.0, 0.25), 4 (2.0, 0.8), 5 (3.0, 0.3), 6 (3.0, 0.8), 7 (4.0, 0.8), 8 (0.5, 0.01).

Из фигуры видно, что в сечениях  $\xi \approx 1$  профили скорости практически совпадают с профилями скорости в свободной струе. Таким образом, основная перестройка течения от свободной затопленной струи к пристеночной происходит в области  $\xi < 1$ . Ниже данного сечения из-за влияния преграды скорость по оси струи падает до нулевого значения в точке торможения. С удалением от точки торможения скорость увеличивается до сечения, в котором находится граница области внешнего смешения. Характер распределения скорости по поверхности преграды на внешней границе пристеночного пограничного слоя с изменением расстояния от среза сопла до преграды несколько изменяется.

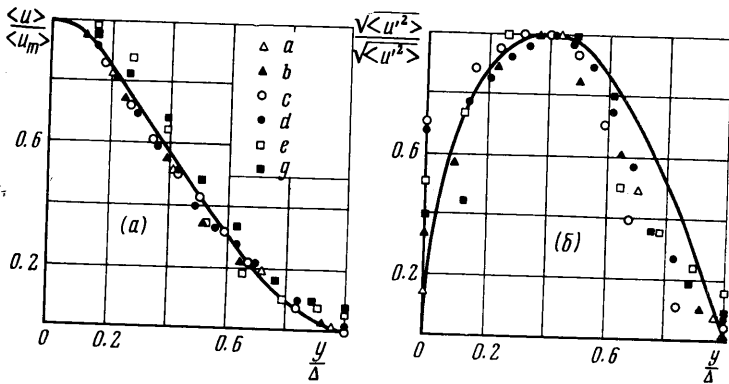


Фиг. 2

На малых расстояниях ( $\zeta < 1$ ) в окрестности точки торможения распределение скорости по преграде не подчиняется линейному закону, и максимум градиента скорости находится на некотором удалении от нее ( $\rho = r/d_a = 0.4-0.6$ ). Во всем исследованном диапазоне изменения параметров потока максимальное значение скорости достигается на расстоянии  $\rho = 1.1$  и равно  $u_a$ .

По данным замера скорости в области взаимодействия была получена геометрическая модель растекания до  $X/d_c = 3$  приводится на фиг. 2, где  $\langle u \rangle$  — масштаб для эпюр. Из нее следует, что при струйном взаимодействии существуют три характерные области: область потенциального течения, являющаяся продолжением потенциального ядра свободной струи, область внешнего вязкого смешения, где профили скорости изменяются от профиля скорости в свободной затопленной струе до профиля скорости в ради-

альной пристеночной струе, и пристеночный пограничный слой преграды.



Фиг. 3

Результаты экспериментов (при указанных выше, как и в дальнейшем, значениях параметров) показывают, что профили осредненных скоростей в области внешнего вязкого смешения (фиг. 3, а) при соответствующем выборе сечений хорошо описываются автомодельным профилем Шлихтинга (кривая на фиг. 3, а)

$$\frac{\langle u \rangle}{\langle u_m \rangle} = \left[ 1 - \left( \frac{y}{\Delta} \right)^{3/2} \right]^2 \tag{1}$$

где  $y$  — текущая координата в области внешнего вязкого смешения, ортогональная к линии максимальных пульсаций скорости;  $\Delta$  — ширина области внешнего смешения.

Внутренняя граница области смешения струи определялась по максимуму осредненной скорости в области взаимодействия струи с преградой.

Результаты измерений среднеквадратичной величины продольной составляющей пульсации скорости в области взаимодействия представлены на фиг. 4, где точки 1, ..., 8 соответствуют комбинациям значений  $\zeta$  и  $\xi$ , указанных в скобках: 1 (1.0, 0.8), 2 (1.0, 0.4), 3 (2.0, 0.8), 4 (2.0, 0.2), 5 (2.0, 0.05), 6 (3.0, 0.8), 7 (3.0, 0.4), 8 (3.0, 0.05).

Как видно из графиков, абсолютные значения пульсации скорости в области потенциального течения остаются приблизительно постоянными и равными абсолютным значениям пульсации скорости в соответствующих сечениях свободной струи.

Максимальное значение пульсации порядка 12—15% скорости на срезе сопла достигается в области внешнего вязкого смешения.

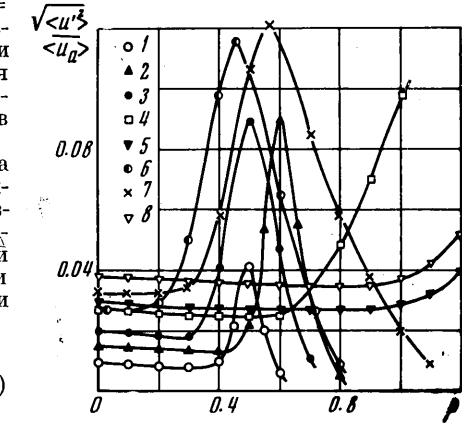
В непосредственной близости от преграды (на внешней границе пристеночного пограничного слоя) рост турбулентности начинается в точке выхода области внешнего вязкого смешения на поверхность преграды ( $\rho = 1.1$ ) и заканчивается в радиальной пристеночной струе, достигая своего максимального значения при  $\rho = 2.5$ . Профили же продольной составляющей пульсации скорости в области внешнего вязкого смешения изменяются от профиля турбулентных пульсаций свободной затопленной струи до профиля в радиальной пристеночной струе.

Обработка результатов эксперимента позволила получить следующее полуэмпирическое соотношение, связывающее безразмерную величину пульсаций с градиентом средней во времени местной скорости потока в поперечном направлении области внешнего вязкого смешения в области градиентного течения

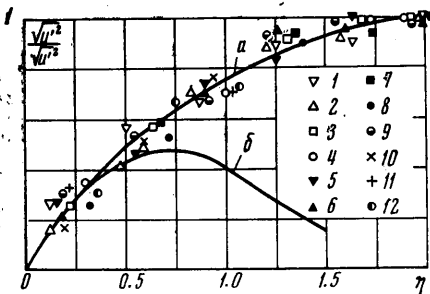
$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\sqrt{\langle u_m'^2 \rangle}} = \frac{\partial \langle u \rangle / \partial y}{(\partial \langle u \rangle / \partial y)_m} \quad (2)$$

На фиг. 3, б приведены экспериментальные значения пульсаций скорости в области внешнего вязкого смешения для сечений  $a, b, \dots, g$ ; кривая, построенная по формуле (2), удовлетворительно согласуется с данными экспериментов.

Результаты измерений средней скорости в пристеночном пограничном слое ( $x \leq 1$  мм) в окрестности точки торможения показали, что профиль скорости в диапазоне  $0.18 \leq \rho \leq 1.1$  может быть описан с достаточной степенью точности известным автомодельным профилем для ламинарного пограничного слоя в окрестности точки торможения [6]. Данные эксперимента согласуются с результатами работы [7], где пограничный слой сохраняется практически ламинарным в области  $\rho \leq 0.8$ . Некоторое уменьшение области ламинарного течения в [7] можно объяснить более высокими значениями числа Рейнольдса  $R$ , при которых проводилось исследование ( $R = 10^8$ ).



Фиг. 4



Фиг. 5

Распределение продольной составляющей пульсации скорости в пристеночном пограничном слое представлено на фиг. 5; точки 1, ..., 12 соответствуют комбинациям значений  $\zeta$  и  $\xi$ , указанных в скобках: 1 (1.0, 0.18), 2 (1.0, 0.36), 3 (1.0, 0.52), 4 (1.0, 0.70), 5 (2.0, 0.18), 6 (2.0, 0.36), 7 (2.0, 0.52), 8 (2.0, 0.70), 9 (5.0, 0.18), 10 (5.0, 0.36), 11 (5.0, 0.52), 12 (5.0, 0.70).

Здесь же нанесены автомодельный профиль средней скорости (кривая  $a$ ), согласно [6], и профиль пульсаций скорости (кривая  $b$ ), вычисленный в предположении о пути смешения Прандтля по формуле

$$\overline{\langle u'^2 \rangle} = kx \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} \quad (3)$$

где  $k = 0.4$  — универсальная постоянная для турбулентного пограничного слоя.

Как видно из рассмотрения графика, в пограничном слое закон изменения продольной компоненты пульсации скорости приблизительно подобен закону изменения

средней скорости и может быть описан зависимостью вида

$$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\sqrt{\langle u_\delta'^2 \rangle}} = \frac{\langle u \rangle}{\langle u_\delta \rangle} \quad (4)$$

Соотношение же (3) справедливо непосредственно у стенки и не может быть использовано для определения пульсаций скорости по всей толщине пограничного слоя.

Поступило 10 VI 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов И. А., Гинзбург И. П., Зазимко В. А., Терпигорьев В. С. Влияние турбулентности струи на ее теплообмен с преградой. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 11, Минск, Изд-во АН БССР, 1969.
2. Илизарова Л. И. Некоторые результаты измерения пульсаций скорости в начальном участке осесимметричной струи. Сб. «Промышленная аэродинамика», вып. 27, М., «Машиностроение», 1966.
3. Corrsin S., Uberoi M. E. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, NACA Rept, 1950, No. 998.
4. Davies P. O. A. L., Barrat M. J., Fisher M. J. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. J. Fluid Mech., 1963, vol. 15, pt 3, p. 337.
5. Конт-Белло Ж. Турбулентные течения в канале с параллельными стенками. М., «Мир», 1968.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
7. Brady W., Ludvig G. Theoretical and experimental studies of impinging uniform jets. I.A.S. Paper, 1963, No. 63—29, ill., (Рус. перев. Реферат БНИЦАГИ № 122, 1965.)

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЦЕНТРА ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ ПОД УГЛАМИ АТАКИ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

А. В. АНТОНЕЦ, А. В. КРАСИЛЬНИКОВ, В. И. ЛАГУТИН

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования влияния угла атаки на расположение центра давления притупленного по сфере конуса с углом полураствора  $\theta = 11^\circ$  при гиперзвуковом обтекании. Подтверждается возможность вычисления координат центра давления при помощи численных расчетов пространственного обтекания конусов вязким газом вплоть до угла атаки  $\alpha = 20^\circ$ .

Широкое применение на практике разработанных в последние годы разнообразных методов и программ расчета пространственного обтекания тел на ЭВМ (см., например, [1-5]), обусловленное все возрастающими требованиями, в частности, к точности определения аэродинамических характеристик тел, вызывает необходимость исследований по установлению и обоснованию пределов применимости тех или иных моделей течения (методов расчета).

Существуют мнения, что аэродинамические характеристики затупленных конусов, полученные численным расчетом безотрывного обтекания на углах атаки, превышающих угол полураствора конуса, недостаточно надежны.

Здесь делается попытка установить действительные соотношения теоретических и экспериментальных данных. В качестве исследуемой аэродинамической характеристики был выбран центр давления  $c_d$  — один из наиболее важных коэффициентов в аэродинамике, а с другой стороны, наиболее чувствительный ко всякого рода неточностям вычислений.

Зависимость  $c_d(\alpha)$  изучалась экспериментально методом свободной балансировки в гиперзвуковых аэродинамических трубах при значениях числа Маха  $M_\infty = 6,15$  и числе Рейнольдса  $Re \sim 10^6$  на модели конуса с углом полураствора  $\theta = 11^\circ$ , затупленного по сфере радиуса  $R$ , и относительной длиной конической части  $x/R = 5$ .

Сущность метода свободной балансировки заключается в том, что модель, подвешенная на шарнире донной державки, имеет возможность в одной плоскости под действием аэродинамического момента устанавливаться на балансировочном угле атаки.