

9. Лойцянский Д.Г. Механика жидкости и газа. М. "Наука", 1973.
10. Булеев Н.И. Теоретическая модель механизма турбулентного обмена в потоках жидкости. - "Теплопередача". М., Изд-во АН СССР, 1962, с. 64-98.
11. Шахов В.Г. О длине пути перемешивания в турбулентном потоке.- В межвуз.сб.: Аэродинамика, динамика полета и системы управления. Куйбышев, 1972, с.28-36.
12. Седов Л.И. Механика сплошной среды, т.1.М., "Наука", 1976.
13. Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л., "Судостроение", 1973.
14. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., "Наука", 1969.

УДК 532.526

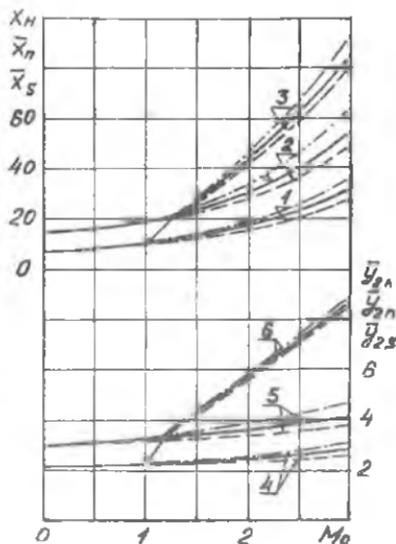
В.Ф. Сивиркин, Ю.Л. Ратис,
В.А. Шишков

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ АДИАБАТЫ НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ

В работе [1] отмечается, что фактор скоростной сжимаемости по мере увеличения начального числа Маха M_0 оказывает все большее и большее влияние на закономерности турбулентного смешения расчетной турбулентной изотермической затопленной сверхзвуковой струи. При этих условиях следует ожидать существенного влияния на геометрическую структуру и интенсивность затухания струи показателя адиабаты κ . Анализ этого влияния проведен на основе методики расчета, изложенной в работе [1], но, в отличие от нее, в данной статье не используются приближенные выражения для осевого числа Маха $M_{ст}$ и коэффициента расширения струи $K_{осн}$ в основном участке. Вместо этого составлена и отлажена программа расчета, позволяющая по методике из [1] без каких бы то ни было приближенных аппроксимаций рассчитывать все поле течения струи, включая начальный, переходный и основной участки.

Расчеты выполнялись на ЭЦМ типа "М-222". Дифференциальное урав-

нение для наружной границы основного участка решалось методом Рунге-Кутты с постоянным шагом, а все интегралы вычислялись по методу Симпсона так же с постоянным шагом [2]. Система уравнений, определяющая параметры переходного сечения струи решалась методом секущих. Относительная погрешность метода по осевому значению числа Маха в переходном сечении M_{II} была менее 0,001%. Необходимость такой точности обуславливалась сильной зависимостью абсциссы переходного сечения X_{II} от M_{III} .

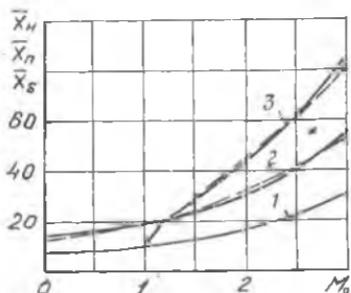


Р и с. I. Зависимость геометрических параметров струи от начального числа Маха и показателя адиабаты: 1 - X_n ; 2 - X_{II} ; 3 - X_s ; 4 - \bar{y}_{2n} ; 5 - \bar{y}_{2n} ; 6 - \bar{y}_{2s} ; - - - $\kappa = 1,67$; - - $\kappa = 1,40$; - - - $\kappa = 1,25$

На рис. I представлены результаты расчета абсцисс конца начального X_n и переходного X_{II} участков и сверхзвукового ядра струи X_s а также ординат наружных границ струи в этих сечениях \bar{y}_{2n} , \bar{y}_{2n} , \bar{y}_{2s} (черта сверху означает отнесение соответствующей величины к радиусу среза сопла \bar{y}_0). Из рис. I видно что изменение κ от 1,25 до 1,67 практически не сказывается на геометрической структуре дозвуковых струй. В случае же сверхзвуковых струй влияние κ на их геометрическую структуру становится заметным, увеличиваясь с ростом M_0 . Так при $M_0 = 3,00$ с увеличением κ от 1,25 до 1,67 величины X_n и X_{II} увеличиваются приблизительно на 30%, а X_s - на 16% и это необходимо учитывать в практических расчетах. Аналогично ведут себя и величины \bar{y}_{2n} , \bar{y}_{2n} и \bar{y}_{2s} . Этот результат вполне закономерен, поскольку в случае изотермических

затопленных струй, в которых разница между температурой торможения и статической температурой такова, что можно пренебречь изменением теплофизических констант газа. Влияние параметра κ на закономерности распространения струи может проявляться только через сворстную сжимаемость, роль которой в дозвуковых потоках мала, а в сверхзвуковых потоках с ростом M_0 становится все более и более ощутимой.

На рис. 2 показано сравнение результатов расчета геометрических параметров струи, взятых с рис. 1 для $K = 1,40$, а также выполненных по приближенной методике из [1]. Поскольку в обоих случаях начальный участок рассчитывался без использования приближенных аппроксимаций, то расчет в обоих случаях дал одинаковые результаты для \bar{X}_H . Что касается абсцисс конца переходного участка и сверхзвукового ядра, то здесь погрешность приближенной методики вплоть до $M_0 = 3,0$ не превышает 7%, что вполне приемлемо для целей инженерной практики.



Р и с. 2. Сравнение результатов данной работы (сплошные линии) и работы [1] (пунктирные линии): 1 - \bar{X}_H ; 2 - \bar{X}_H ; 3 - \bar{X}_S

Для многих практически важных расчетов бывает необходимым знание потерь полного давления в газодинамическом участке нерасчетных струй. В [3] эта задача решается на основе модели идеализированной струи, не смешивающейся с окружающей средой и имеющей постоянную температуру торможения.

При этом уравнения сохранения потока массы и потока импульса, записанные в газодинамических функциях для сечений среза (а - а) и изобарического сечения (р - р), в котором устанавливаются постоянные значения параметров и статическое давление становится равным атмосферному, будут иметь вид

$$\psi(\lambda_p) = \frac{\pi_0 \psi(\lambda_a)}{f_p}; \quad (1)$$

$$z(\lambda_p) = z(\lambda_a) + \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \frac{f_p - 1}{\pi_0 \psi(\lambda_a)},$$

где $\psi(\lambda)$, $z(\lambda)$ и $q(\lambda)$ - известные газодинамические функции;

$\pi_0 = \frac{p_a^*}{p_n}$ - располагаемое отношение давлений в сопле;

p_a^* - давление торможения на срезе сопла;

p_n - давление окружающей среды;

$f_p = \frac{F_p}{F_a}$ - относительная площадь изобарического сечения струи;

F_p - площадь изобарического сечения струи;

F_a - площадь среза сопла.

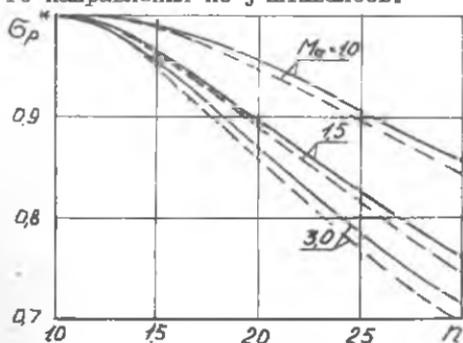
Система уравнений (I) допускает явное решение относительно приведенной скорости в изобарическом сечении λ_p :

$$\lambda_p = z(\lambda_a) \frac{\kappa+1}{2\kappa} - \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \frac{1}{\kappa \Pi_c \varphi(\lambda_a)}$$

Определив по найденному значению λ_p значение газодинамической функции $\pi(\lambda_p)$, можно найти коэффициент сохранения полного давления σ_p^* в газодинамическом участке нерасчетной струи

$$\sigma_p^* = \frac{1}{\Pi_c \pi(\lambda_p)}$$

Таким образом, для данного рода газа при заданных значениях числа Маха на срезе сопла M_a и степени нерасчетности $n = \frac{p_a}{p_n}$ можно по методика из [3] сделать оценку потерь полного давления, обусловленных скачковой структурой потока. Отклонение потока от осевого направления не учитывалось.



Р и с. 3. Зависимость потерь полного давления в газодинамическом участке струи от M_a , n и κ : - $\kappa = 1,40$;
- - $\kappa = 1,25$

На рис. 3 приведены результаты расчетов коэффициента сохранения полного давления на ЭЦВМ. Как видим, в случае воздушной струи ($\kappa = 1,40$) при $M_a = 3,0$ и $n = 3,0$ потери полного давления составляет 28,5%, что необходимо учитывать при расчете дальнего поля нерасчетной струи. С уменьшением показателя адиабаты газа потери возрастают. Так, для продуктов выхлопа ($\kappa = 1,25$) при $M_a = 3,0$ и $n = 3,0$ они становятся равными 30,5%.

Таким образом, доказано, что показатель адиабаты газа заметно влияет на закономерности распространения высокоскоростных расчетных и нерасчетных струй.

Л и т е р а т у р а

1. С и в и р к и н В.Ф. Теория сверхзвуковой турбулентной изотермической затопленной струи и ее приложение к расчету эжекторных сопел. - В межвуз. сб. : Гидрогазодинамика, Куйбышев, 1976, вып.3.
2. К о р н Г., К о р н Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., "Наука", 1968.
3. А б р а м о в и ч Г.Н. Прикладная газовая динамика. М., "Наука", 1969.

УДК 533.6.034: 532.517.43

Н.М. Р о г а ч е в, В.В. Т о к а р е в, С.А. П а я л к а

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СНОСЯЩЕГО ПОТОКА НА ГРАНИЦЫ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУЙ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Турбулентные газовые струи, обдуваемые боковым (сносящим) потоком, используются в ряде технических устройств: камерах сгорания газотурбинных двигателей, газовых горелках струйного типа, вентиляционных воздушных завесах и т.д. Особенностью их распространения является криволинейность оси (в отличие от свободных затопленных струй), асимметрия передней границы зоны смешения относительно оси струи, подковообразная форма поперечного сечения [1] - [3].

Физическая картина течения и механизм энергичного перемешивания в струе, распространяющейся в сносящем потоке, к настоящему времени недостаточно изучены [4] - [6], что затрудняет создание точных аналитических методов расчета. Поэтому большое значение приобретает экспериментальное исследование процесса смешения для накопления опытных данных и использования их в практических целях.

В настоящей работе экспериментально определено положение границ одиночной поперечной струи, распространяющейся в сносящем потоке. Исследования проводились в диапазоне изменения отношения скорости струи к скорости сносящего потока $\bar{U} = 0,5 - 2,0$. Выбор этого диапазона изменения скоростей обусловлен следующим: в работах [4] - [6] установлено, что при $\bar{U} > 1,0$ вследствие тангенциального разрыва