

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ ВО ВСТРЕЧНОМ ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

КАРПМАН И. М.

Получены поля полных давлений и скоростей вдоль оси струи, истекающей в дозвуковой встречный поток из одиночного конического сопла с углом полураствора  $\theta_a = 10^\circ$ . Сопло располагалось в вершине конуса с полууглом при вершине  $\theta = 75^\circ$  и отношением радиусов миделя конуса и сопла, равным 10.

Установлено, что для недорасширенной струи в до- и сверхзвуковом встречных потоках основной критерий подобия, обобщающий данные по распределению газодинамических параметров в струе при различных степенях нерасчетности  $n$ , числах Маха встречного потока  $M_\infty$  и струи  $M_a$ , это отношение плотности потока импульса струи  $J_a$  к скоростному напору  $q_\infty$ :  $J = J_a/q_\infty$ . Получены обобщающие зависимости для распределения полного давления и скорости вдоль оси струи, а также для дальности струи.

Диапазон исследованных параметров следующий:  $M_a = 2,9$ ;  $M_\infty = 0,35 - 0,9$ ;  $n = p_a/p_\infty = 1,5 - 25$ . Здесь  $p_a$  и  $p_\infty$  — статические давления на срезе сопла и в потоке. Характерные числа Рейнольдса, определенные по параметрам в слое смешения недорасширенной струи, максимальной скорости истечения струи и расстоянию до центрального скачка в начальном участке [1],  $Re_L = (0,3 - 7,4) \cdot 10^3$ . Эти числа Рейнольдса соответствуют ламинарному и переходному режиму течения в начальном участке и турбулентному — в основном. Рабочее тело струи и потока — воздух. Соответственно отношения температур торможения  $T_{0a}/T_{0\infty} \approx 1$ .

Течение в недорасширенной струе, истекающей во встречный дозвуковой поток, схематически разделяют на начальный, переходный и основной участки. Начальный участок по существу ничем не отличается от начального участка струи, истекающей в затопленное пространство, причем, как показали настоящие эксперименты, характерные размеры струй в обоих случаях практически совпадают. В начальном участке существенную роль играют ударно-волновые процессы, а вязкость проявляется в основном на границе струи. В переходном участке ударно-волновые и вязкие процессы играют одинаково важную роль. В основном участке течение целиком определяется вязкими процессами и струю можно рассматривать как изобарическую.

Наиболее изучен в литературе [2-4] случай распространения турбулентной изобарической струи малой скорости во встречном несжимаемом дозвуковом потоке. Вопрос взаимодействия недорасширенной струи со встречным сжимаемым дозвуковым потоком в литературе практически не изучен.

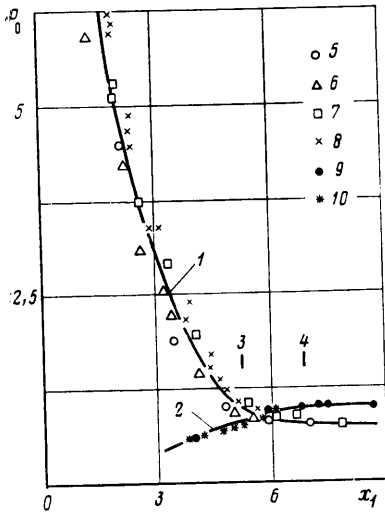
Определим дальность струи  $L_0$  как расстояние от среза сопла до точки, где скорость на оси струи  $u_m = 0$ . В экспериментах эта точка определялась по показаниям насадка полного напора, направленного навстречу потоку: если замеренное давление  $p_1 = p_{0\infty}$ , то эта область течения соответствует внешнему встречному течению, если же  $p_1 < p_{0\infty}$ , течение соответствует струйному. Здесь  $p_{0\infty}$  — полное давление в потоке.

Пусть также  $L_m$  — расстояние от среза сопла до точки, где скорость на оси струи равна по модулю скорости встречного потока. В этой точке давление  $p_2$ , замеренное насадком, направленным навстречу струе, равно  $p_{0\infty}$ . Следует отметить, что точность определения величины  $L_m$  выше, чем  $L_0$ .

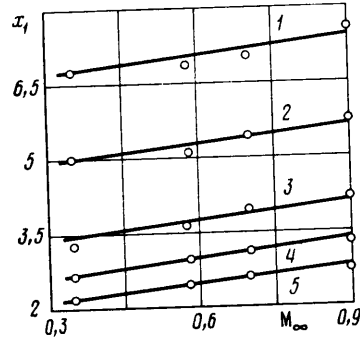
На фиг. 1 для числа  $M_\infty = 0,58$  представлена зависимость относительного полного давления  $P_0 = p_0/p_{0\infty}$  в основном участке струи от продольной координаты, представленной в виде комплекса  $x_1 = x/r_a \sqrt{J}$ . Здесь  $x$  — расстояние вдоль оси струи, отсчитываемое от среза сопла,  $r_a$  — радиус сопла,  $J$  — безразмерная плотность потока импульса струи, равная отношению  $J_a/q_\infty$ , где  $J_a = \rho_a(1 + \gamma_a M_a^2)$  — плотность потока импульса струи,  $q_\infty$  — скоростной напор встречного потока, а  $\gamma_a$  в выражении для  $J_a$  — показатель адиабаты струи. При сверхзвуковой скорости на оси струи давление  $p_0$  соответствует полному давлению за прямым скачком, при дозвуковой — полному давлению струи в рассматриваемой точке. Цифрой 1 обозначена осредненная экспериментальная кривая, полученная по измерениям с помощью насадка 1, направленного навстречу струе, а цифрой 2 — с помощью насадка 2, направленного навстречу потоку. Значения параметра  $J$  и степени нерасчетности  $n$ , при которых проводился эксперимент, приведены ниже:

$J$	85	141	325	650
$n$	1,5	3	6	12
Насадок	1	1	1; 2	1; 2
Обозначения	5	6	7; 9	8; 10

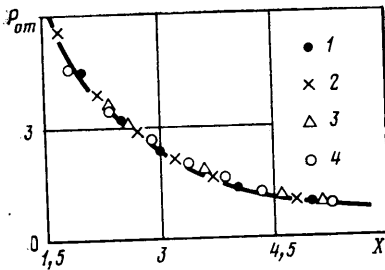
Представленные данные для различных значений параметра  $J$  или степени нерасчетности  $n$  укладываются на единую зависимость. Аналогичные результаты были



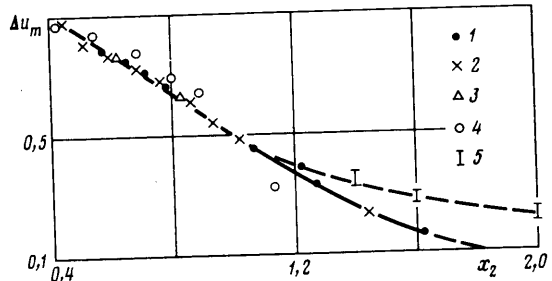
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

получены при  $M_\infty=0,35; 0,7; 0,9$  в диапазоне значений  $J=45-800$ , причем осредненные экспериментальные кривые относительного полного давления  $P_{0m}=p_{0m}/p_{0\infty}$ , полученные по измерениям с помощью насадка 1, в принятой обработке по параметру  $x_1$  оказываются стянутыми в узкий пучок. Так, расстояние  $L_m$  до точки, где  $P_{0m}=1$ , изменяется всего на  $\sim 15\%$  при изменении числа  $M_\infty$  от 0,35 до 0,9.

Эксперименты также показывают, что в исследованном диапазоне  $M_\infty=0,35-0,9$  отношение  $L_0/L_m$  составляет величину  $\sim 1,3$  (на фиг. 1 координаты точек  $L_m$  и  $L_0$  обозначены цифрами 3 и 4).

На фиг. 2 в зависимости от числа  $M_\infty$  даны координаты точек на оси, в которых скорость  $U_m$  равна нулю (зависимость (1)) и скорости встречного потока  $U_\infty$  (зависимость (2)), а отношение давлений  $P_0=1$ . Кроме того, даны координаты точек, в которых  $P_0=2; 3$  и 4 (соответственно зависимости (3)–(5)).

Как видно из представленных данных, координаты  $x_1$  характерных точек имеют слабую линейную зависимость от числа  $M_\infty$ . Расстояние до критической точки  $L_0$  и расстояние  $L_m$  равны

$$\frac{L_0}{r_a \sqrt{J}} = 6,75 + 1,2(M_\infty - 0,35) \quad (1)$$

$$\frac{L_m}{r_a \sqrt{J}} = 5 + 1,2(M_\infty - 0,35) \quad (2)$$

На фиг. 3 представлено автомодельное по числу  $M_\infty$  распределение полного давления  $P_{0m}$  вдоль оси струи в зависимости от обобщенной координаты  $X=x^\circ - 1,2(M_\infty - 0,35)$ . Здесь  $x^\circ = x_{M_\infty}/r_a \sqrt{J}$  – относительная координата вдоль оси струи. Индекс  $M_\infty$  означает то число  $M_\infty$ , при котором определяется давление на оси. Цифрами 1–4 обозначены соответственно данные для  $M_\infty=0,35; 0,58; 0,7$  и 0,9. Зависимость на фиг. 3 может быть аппроксимирована формулой

$$P_{0m} = 13,1/X^{1,6} \quad (X \geq 1,5) \quad (3)$$

Таким образом, универсальная кривая на фиг. 3 или зависимость (3) позволяют определять значения  $P_{0m}$  вдоль оси струи в широком диапазоне параметров  $J > 85$  ( $n > 1,5$ ) и  $M_\infty \approx 0,35-0,9$ .

Рассмотрим результаты экспериментов, представленные в виде избыточных полей скоростей вдоль оси струи

$$\Delta u_m = \frac{u_m/u_a - u_\infty/u_a}{1 - u_\infty/u_a}$$

Здесь  $u_a$  — скорость газа на срезе сопла, отношение  $u_\infty/u_a$  имеет отрицательный знак. Значения  $u_m/u_a$  определялись по известным полям давлений  $P_{0m}$  в предположении изобаричности течения. На фиг. 4 представлено изменение скорости  $\Delta u_m$  вдоль оси струи в зависимости от относительной координаты  $x_2 = x/x_{0,5}$ , где  $x_{0,5}$  — расстояние от среза сопла до точки со значением  $\Delta u_m = 0,5$ . При такой обработке данные для различных чисел  $M_\infty$  (обозначения те же, что и на фиг. 3) укладываются на единую кривую. На фиг. 4 представлены также данные (обозначены цифрой 5) для дозвуковых струй малой скорости [3, 4]. На основании экспериментальных данных для  $M_\infty = 0,35; 0,58; 0,7; 0,9$  зависимость расстояния  $x_{0,5}$  от числа  $M_\infty$  при  $T_{0a}/T_{0\infty} \approx 1$  может быть выражена формулой

$$\frac{x_{0,5}}{r_a \sqrt{J}} = 4 + 5 (M_\infty - 0,35) \quad (4)$$

Для сверхзвуковых недорасширенных струй во встречном сверхзвуковом потоке с числами  $M_\infty > 2,5$  в режиме взаимодействия с одной «бочкой» определяющий параметр подобия — это отношение плотности потока импульса струи к полному давлению за прямым скачком:  $J_a/p_{0\infty}'$  [5]. Этот параметр моделирует степень нерасчетности струи, числа Маха и показатели адиабат струи и потока. В той же работе полагалось, что при переходе от сверх- к дозвуковому потоку параметр  $J_a/p_{0\infty}'$  трансформируется в  $J_a/p_{0\infty}$ , где  $p_{0\infty}$  — полное давление встречного потока. Однако полученные в настоящей работе результаты показали, что основным параметром, моделирующим течение в недорасширенной струе во встречном дозвуковом потоке, является отношение  $J = J_a/q_\infty$ . Поскольку при числах  $M_\infty \approx 2,5$  величина  $p_{0\infty}' \approx q_\infty$ , то единый параметр, моделирующий течение при сверх- и дозвуковых числах  $M_\infty$ , имеет вид  $J_a/q_\infty$ .

Таким образом, из анализа полей давлений и скоростей вдоль оси недорасширенной струи во встречном дозвуковом потоке следует, что основным параметром подобия при различных степенях нерасчетности  $n$ , числах  $M_\infty$  и  $M_a$  является отношение плотности потока импульса струи к скоростному напору потока  $J = J_a/q_\infty$ , а кривые давления  $P_{0m} = f(x_1)$  и скорости  $\Delta u_m = f(x_2)$  носят универсальный характер.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдусевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи. — Докл. АН СССР, 1974, т. 197, № 1, с. 46—49.
2. Секундов А. Н. Распространение турбулентной струи во встречном потоке. — В сб.: Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа. М.: 1967, с. 131—143.
3. Гиневский А. С. Турбулентные неизотермические струйные течения сжимаемого газа. — В сб.: Промышленная аэродинамика. Вып. 23. М.: Оборонгиз, 1962, с. 11—65.
4. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969. 397 с.
5. Карпман И. М. Истечение недорасширенной струи во встречный сверхзвуковой и дозвуковой поток. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 89—96.

Москва

Поступила в редакцию  
3.VI.1985