

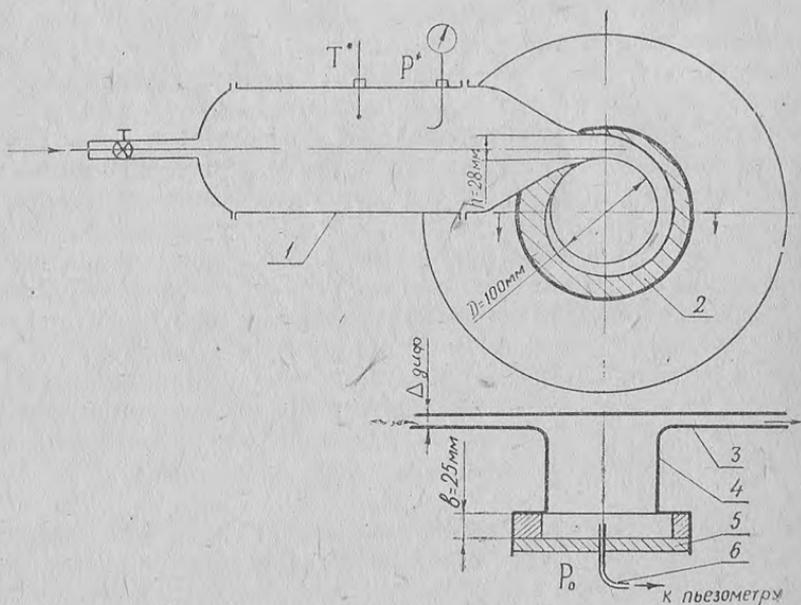
А. П. МЕРКУЛОВ, Н. Д. КОЛЫШЕВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПО ВЫСОТЕ СОПЛА ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Несмотря на значительное число работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию вихревого эффекта, вопросу истечения газа из входного сопла в вихревую трубу и профилям скоростей на срезе сопла почти не уделялось внимания.

Однако, как показывают эксперименты, формирование потока на входе в вихревую трубу оказывает влияние на величину эффекта охлаждения.

В работах [4, 5, 6] принималось условие постоянства скорости по высоте сопла, что позволило значительно упростить расчеты.



Фиг. 1

В гипотезе взаимодействия вихрей [1] также принимается распределенный по окружности источник расхода и момента количества движения с нулевой радиальной высотой. В действительных конструкциях вихревых труб этот источник представляет собой одно или несколько сопел, имеющих конечную радиальную высоту, составляющую 20—40% радиуса вихревой трубы. Наличие большого радиального градиента статического давления в закрученном потоке оказывает существенное влияние на поле скоростей соплового среза.

Согласно одному из положений гипотезы взаимодействия вихрей появление вихревой скорости на срезе входного сопла вихревой трубы соответствует некоторому минимальному значению отношения полного давления P^* перед соплом к полному давлению P_0 на оси вихря (фиг. 1). При экспериментальной проверке этого положения следует также учитывать неравномерность скорости по высоте сопла, т. к. в реальном случае профиль скорости соплового среза может заметно измениться при потере круговой симметрии из-за конечного числа сопловых вводов.

Для выяснения этих вопросов необходимо было провести зондирование соплового входа в вихревую трубу с целью определения профилей скоростей при различных отношениях полных давлений перед соплом и на оси вихря.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на вихревой трубе с односопловой улиткой, выполненной по спирали Архимеда (фиг. 1). Установка представлена в масштабе. Диаметр трубы 4 составлял 100 мм, размеры сопла улитки 2: $h = 28$ мм; $b = 25$ мм. Воздух поступал в сопло из входного ресивера 1. Достаточно малые скорости во входном ресивере и его близость к соплу улитки позволили принять замеренные в нем полные давление и температуру P^* и T^* за параметры торможения на срезе сопла в зоне зондирования. Коэффициент восстановления полного давления на срезе сопла принимался равным 1.

Из вихревой трубы воздух выходил через щелевой диффузор 3, состоящий из двух дисков. Изменение зазора $\Delta_{\text{диф}}$ в диффузоре позволяло в широком диапазоне регулировать давление P_0 на оси вихревой трубы при неизменном давлении P^* на входе.

Для замера статического давления P на стенке в плоскости среза сопла по всей высоте h в диафрагму 5 были впаяны заподлицо с ее плоскостью 20 трубочек с внутренним диаметром 1 мм, которые соединялись с ртутными пьезометрами или пружинными манометрами.

В центре вихря, где тангенциальная скорость близка к нулю, полное давление P_0 измерялось трубкой 6, соединенной с пьезометром.

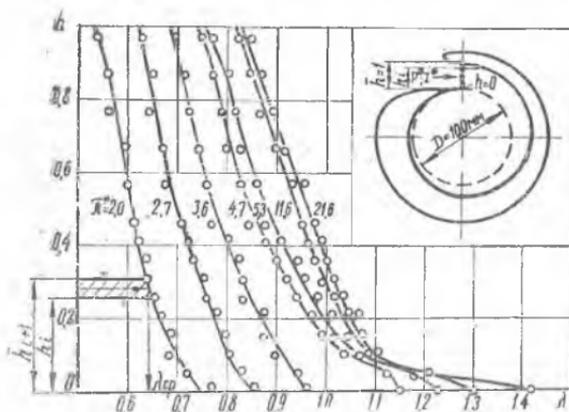
Замеры статических давлений во всех точках производились одновременно путем фотографирования.

Для каждого режима получались экспериментальные данные

$$P^*, T^*, P_0, \pi^* = \frac{P^*}{P_0}; P_i = f(\bar{h}_i),$$

где $\bar{h}_i = \frac{h_i}{h}$ — относительная высота сопла в сечении i (фиг. 2);

P_i — статическое давление на относительной высоте сопла h_i



Фиг. 2

значение $\lambda_{ср.i}$ (как показано на фиг. 2) и другие параметры: средняя скорость на данном участке

$$W_{ср.i} = \lambda_{ср.i} \cdot a_{кр} \quad [м/сек],$$

площадь участка среза

$$F_i = (\bar{h}_{i+1} - \bar{h}_i) \cdot 0,025 \cdot 0,028 \quad [м^2],$$

удельный вес воздуха

$$\gamma_i = \frac{\gamma^*}{(P^*)^{\frac{1}{\kappa}}} \cdot P_i^{\frac{1}{\kappa}} \quad [кг/м^3],$$

элементарный расход

$$G_i = F_i \cdot W_{ср.i} \cdot \gamma_i \quad [кг/сек],$$

суммарный расход

$$G_{\Sigma} = \sum_1^{20} G_i \quad [кг/сек],$$

средне-массовая скорость

$$W_{ср} = \frac{\sum_1^{20} G_i \cdot W_{ср.i}}{\sum_1^{20} G_i} \quad [м/сек].$$

В основу этой методики положено условие установившегося адиабатного течения воздуха в сопле и постоянства параметров торможения P^* и T^* на срезе сопла.

Неравномерность распределения скорости в направлении нор-

льном к плоскости измерения не учитывалась, т. к. целью эксперимента было определение качественной зависимости расхода от π^* , а не количественная его характеристика.

Для выяснения характера зависимости расхода через сопло вихревой трубы от степени расширения π^* использовалась величина расхода G_{Σ} .

С этой же целью проводились эксперименты на вихревой трубе меньшим диаметром ($D = 30$ мм), причем расходы через нее измерялись с помощью нормальных диафрагм, перепады давлений на которых определялись дифференциальными водяными пьезометрами.

Результаты обрабатывались в виде зависимости квадрата относительности расхода от π^* :

$$(\bar{G})^2 = \left(\frac{G}{G_{\max}} \right)^2 = f(\pi^*),$$

где G_{\max} — расход, соответствующий максимальному в эксперименте давлению $P^* = 4$ ата.

Эксперименты проводились при различных относительных площадях соплового входа:

$$\bar{F}_c = \frac{4 \cdot F_c}{\pi D^2},$$

где F_c — площадь среза сопла;

D — диаметр вихревой трубы.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились в области $\pi^* = 2 \div 21,6$, наиболее характерные из полученных зависимостей $\lambda = f(P^*, \bar{h})$ представлены на фиг. 2; им соответствуют следующие значения давления воздуха на входе:

π^*	2,0	2,7—5,3	11,6	21,6
P^* [ата]	1,4	2,0	2,75	3,5

В области $\pi^* = 10 \div 20$ кривые значительно уплотняются, затем сливаются, поэтому эта область представлена только вполне характеризующими ее граничными кривыми $\pi^* = 11,6$ и $\pi^* = 21,6$.

После перехода через скорость звука на нижней кромке сопла, что соответствует области значений $\pi^* > 4$, в нижней части сопла ($\bar{h} = 0 \div 0,2$) появляется сверхзвуковая зона. Как показано на фиг. 3, с увеличением степени расширения в вихре граница зоны сверхзвукового истечения ($\lambda = 1,0$) поднимается по высоте сопла; начиная с $\pi^* \cong 14$ этот подъем прекращается. При дальнейшем увеличении π^* граница сверхзвукового истечения удерживается на уровне $\bar{h} \cong 0,35$. Сближение кривых $\lambda_1 = f(\bar{h}_1)$ в области $\pi^* = 11,6 \div 21,6$, отсутствие тенденции распространения сверхзвуковых значений λ по высоте сопла позволяют утверждать, что с дальнейшим ростом π^* профиль скоростей по высоте сопла будет меняться крайне мало

и увеличение скорости возможно лишь в сечениях, прилегающих к нижней кромке сопла.

Согласно приведенной выше методике интегральным методом определялся расход через сопло при различных P^* и π^* , получены среднemasсовая скорость и соответствующий ей скоростной коэффициент λ_{cp} . До значений степени расширения порядка $\pi^* = 5$ λ_{cp} увеличивается довольно интенсивно, затем рост его замедляется и примерно с $\pi^* = 18$ устанавливается постоянное значение $\lambda_{cp} = 0,90$. Относительная высота участка сопла, в котором местное значение λ_i равно величине λ_{cp} , примерно постоянна во всем диапазоне π^* и близка к 0,4, как видно из фиг. 3.

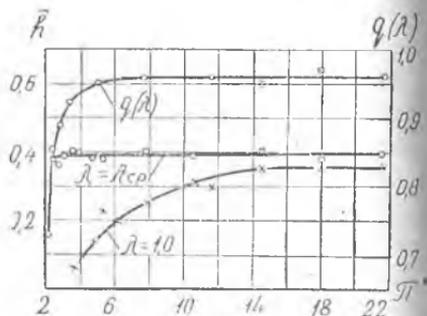
Как указывалось, согласно гипотезе взаимодействия вихрей минимальное значение π^* , при котором еще будет наблюдаться критическое истечение из сопла с нулевой радиальной высотой, составляет для воздуха $\pi^*_{min} = 4,13$.

На основании всего вышеизложенного экспериментальную проверку этого положения для сопла с конечной радиальной высотой можно вести двумя путями: а) определить значение π^*_{min} , при котором на нижней кромке сопла появляется звуковая скорость; б) определить значение π^*_{min} , при котором начинается уменьшение расхода через сопло при постоянных параметрах на входе P^* и T^* .

Первый метод более точен, но здесь следует учитывать, что отверстие для замера статического давления при $\bar{h} = 0$ находится на самом остром нижнем крае сопла (фиг. 2) и может частично замерять статическое давление в струе, уже сделавшей один оборот, т. е. в самом вихре, где скорость выше. Поэтому целесообразнее принять за контрольную точку второе отверстие $\bar{h} = 0,05$. Значение π^* , соответствующее появлению в этом сечении звуковой скорости, было определено графическим интерполированием кривых фиг. 2, оно составило $\pi^*_{min} = 4,02$, достаточно близкое к теоретическому (4,13).

Определение π^*_{min} вторым методом могло дать только некоторый диапазон значений π^*_{min} , определяемый точностью замера расхода при условии слабого изменения его вблизи критического режима; середина этого диапазона должна ориентировочно соответствовать значению π^*_{min} . Эксперименты с этой целью проводились на вихревых трубах диаметром 100 и 30 мм.

На фиг. 4 представлена зависимость $G_{\Sigma} = f(\pi^*)$ для трубы диаметром 100 мм при $P^* = \text{const}$; расход определялся интегральным методом, как указывалось выше. Середина диапазона значений



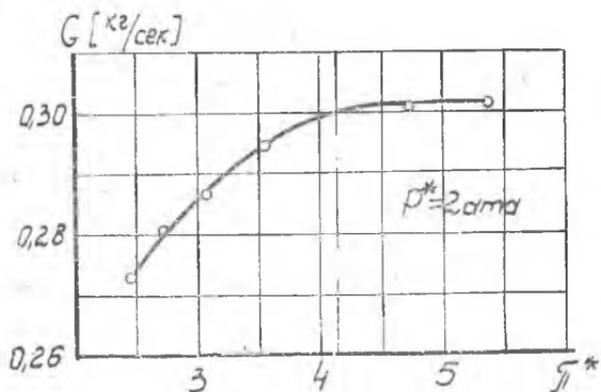
Фиг. 3

π_{\min}^* соответствует при-
 зительно $\pi_{\min}^* = 4$.
 Исходы, полученные
 при различных P^* и π^*
 выраженные в функ-
 ции $q(\lambda)$ [1]:

$$q(\lambda) = \frac{G_{\Sigma} \cdot \sqrt{T^*}}{0,4 \cdot P^* \cdot F_c}$$

приведены на фиг. 3.
 Переход от круто вос-
 ходящей ветви кривой
 горизонтальному участку
 лежит здесь в обла-
 сти $\pi_{\min}^* \cong 3,5 \div 5,0$,
 средняя граница этого

диапазона соответствует $\pi_{\min}^* \cong 4,2$. Прекращение изменения рас-
 хода G_{Σ} при $\pi_{\min}^* \cong 4,2$ указывает на отсутствие общего (по всей

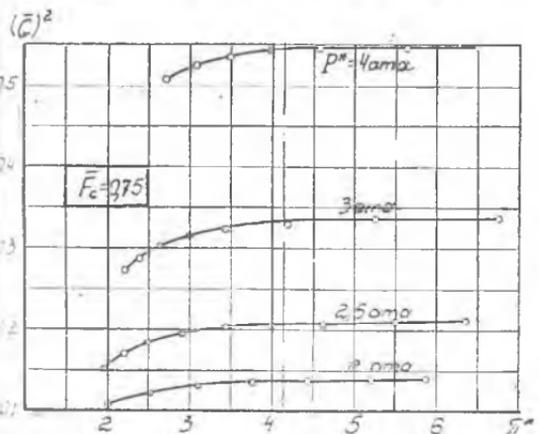
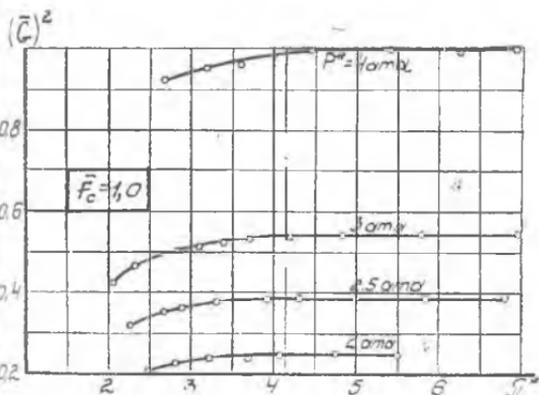


Фиг. 4

высоте сопла) критичес-
 кого режима при $\pi_{\min}^* <$
 $< 4,2$ и на наличие его
 при $\pi_{\min}^* > 4,2$.

Определение значений
 π_{\min}^* в вихревой трубе
 диаметром 30 мм прово-
 дилось путем замера рас-
 хода с помощью нормаль-
 ной диафрагмы при пере-
 менных \bar{F}_c , P^* и π^* . На
 фиг. 5 представлена за-
 висимость квадрата отно-
 сительного расхода $(\bar{G})^2 =$
 $= \left(\frac{G}{G_{\max}}\right)^2$ от значений сте-
 пени расширения π^* .

При $\bar{F}_c = 0,1$ и $\bar{F}_c = 0,075$
 во всем исследованном ди-
 апазоне давлений P^* нача-
 ло уменьшения расхода
 охватывает область $\pi_{\min}^* \cong$
 $\cong 4,5 \div 3,7$ и колеблется
 вблизи значений $\pi_{\min}^* = 4$.
 Т. е. значение π_{\min}^* при
 этом методе определения
 расхода примерно такое
 же, как и при определе-
 нии расхода методом ин-
 тегрирования.



Фиг. 5.

ВЫВОДЫ

1. На срезе сужающегося сопла входной улитки исследованной конструкции при работе вихревой трубы устанавливается существенно переменная по радиальной высоте скорость истечения, возрастающая при приближении к нижней кромке сопла.

2. При достаточно больших π^* на срезе исследованного сопла в зоне нижней кромки возникает область сверхзвуковой скорости расширяющаяся по мере возрастания π^* .

3. Определенное экспериментально минимальное значение π^*_{\min} при котором исчезает область сверхзвуковой скорости и начинается уменьшение расхода (от критического) лежит в пределах $4,02 \div 4,2$, что хорошо согласуется с теоретическим значением $\pi^*_{\min} = 4,13$, подсчитанным по гипотезе взаимодействия вихрей.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Меркулов. Основы теории вихревого эффекта, Сб. трудов КуАИ, выпуск XV, 1963, часть II.
 2. М. Е. Дейч. Техническая газодинамика, 1961.
 3. А. П. Меркулов. Диссертация, 1955.
 4. R. Kassner, E. Knoernschild, Technical Report No F-TR-2198-ND GS-USAF, Wright-Patterson Air Force Base, № 78, Mach, 1948.
 5. R. Deissler, M. Perlmutter, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press, 1958.
 6. G. Burkhardt, Zeitschrift für Naturforschung, vol. 3a, № 1, January, 1948.
-