

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ХОЗРАСЧЕТНОЕ НАУЧНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ

КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ им. акад. С.П. КОРОЛЕВА

А.Н. Балалаев, В.Е. Вилякин

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА САМОВАКУУМИРУЮЩЕЙСЯ
ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

КУЙБЫШЕВ 1984

Существующие методы расчета вихревых диффузорных устройств, к которым относится самованумирующаяся вихревая труба (СВТ), не могут обеспечить получение точных количественных результатов расчета таких параметров как расход, полное и статическое давление газа на различных радиусах устройства.

Применение в теоретической модели СВТ эмпирических и полумпирических зависимостей для коэффициентов потерь давления и коэффициента теплоотдачи позволит определить более точные значения расхода газа через СВТ, давления на цилиндрическом стержне внутри СВТ (или на оси), температуры на стержне (или на оси, при наличии тепловой нагрузки на последнем или без нее

Исходным уравнением для расчета является уравнение количества движения в проекции на радиус, записанное для идеального газа

$$\frac{dP}{dz} = \rho \frac{v_z^2}{z} \quad (I)$$

Данное уравнение интегрируется при общепринятом задании закона тангенциальной скорости по радиусу

$$v_z = v_1 \frac{z_1}{z} \quad \text{при} \quad z_2 \leq z \leq z_1,$$

$$v_z = v_1 \frac{z_1 \cdot z}{z_2^2} \quad \text{при} \quad 0 \leq z \leq z_2.$$

После интегрирования уравнения (I) получаем /I/ в тех же обозначениях:

$$P = P_1 \left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{z^2} - 1 \right) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{при} \quad z_2 \leq z \leq z_1, \quad (2)$$

$$P = P_1 \left[\left(\frac{P_{0c}}{P_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \frac{z^2}{z_2^4} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{при} \quad 0 \leq z \leq z_2. \quad (3)$$

Зная величины радиуса разделения вихрей Z_2 , число Маха на периферии СВТ- M_I и давление на периферии - P_I , из условия сопряжения уравнений (2) и (3) на Z_2 можно определить давление на оси P_{00} , а также распределение давления по радиусу. Используя уравнение адиабаты, по найденным значениям давления определяются значения температур. Для нахождения полных параметров необходимо знание скоростей. Течение в потенциальной зоне ($\bar{z}_2 \leq \bar{z} \leq 1$) СВТ считаем двумерным, причем в работе /2/ было показано, что из допущения постоянства момента количества движения и полной температуры по радиусу следует постоянство по радиусу осевой составляющей скорости. В зоне свободного вихря ($0 \leq \bar{z} \leq \bar{z}_2$) значениями осевой и радиальной скорости можно пренебречь.

Считая величину \bar{z}_2 в первом приближении известной, находим значения скоростей из следующих уравнений:

$$M_1 = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{P_K^*}{P_I} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]} - M_Z^2, \quad (4)$$

где $M_Z = \frac{v_Z^*}{\sqrt{k R T_i}}$,

P_K^* - полное давление на периферии камеры

СВТ - находится с учетом потерь на расширение газа после его выхода из тангенциального сопла

$$P_K^* = P_1^* - \zeta_c \rho_c \frac{v_c^2}{2}, \quad (5)$$

здесь P_1^* - полное давление на входе в СВТ;

ρ_c, v_c - плотность и скорость газа, осредненные по высоте тангенциального сопла,

ζ_c - коэффициент потерь на расширение.

Коэффициент потерь ζ_c можно подсчитать по формуле для внезапного расширения, учитывая, что газ из сопла площадью перетекает в расходную область площадью $\pi(z_1^2 - z_2^2)$

$$\zeta_c = C_1 \left[1 - \frac{F_c}{\pi(z_1^2 - z_2^2)} \right]^2$$

Коэффициент C_1 для тангенциально сопряженного с камерой сопла можно найти только экспериментально. В первом приближении, как и для прямоугольного сопла, принимаем $C_1 = 1$.

Уравнение (5) при использовании газодинамических функций переписывается в виде

$$p_k^* = p_1^* \left[1 - C_1 \left(1 - \frac{F_c}{1 - z_2^2} \right)^2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} \lambda_c^2 \mathcal{G}(\lambda_c) \right]. \quad (6)$$

Для нахождения M_z можно использовать уравнение сохранения расхода, причем, во входном сопле предполагается распределение скорости

$$v = v_{0x} \frac{z_1 + h_c}{z_1 + z}, \quad (0 \leq z \leq h_c)$$

сохраняющее момент количества движения по радиусу. Расход газа через СВГ определится как

$$G = \frac{p_1^* F_c \sqrt{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \tilde{q}(\lambda)}{\sqrt{R T_1^*}},$$

где газодинамическая функция расхода, осредненная по высоте сопла h_c , будет

$$\tilde{q}(\lambda) = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{z_1 + h_c}{h_c} \lambda_{0x} \int_{\frac{z_1}{z_1 + h_c}}^1 \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_{0x}^2 \frac{1}{x^2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{1}{x} dx, \quad (7)$$

здесь $x = \frac{z_1 + z}{z_1 + h_c}$, λ_{0x} - коэффициент скорости на радиусе $z_{0x} = z_1 + h_c$.

Коэффициент λ_c осредненной по высоте сопла скорости в формуле (6) находится по $\tilde{q}(\lambda)$ из приближенной формулы для

газа с показателем изэнтропа $\kappa=1,4$

$$\lambda_c = 1 - \sqrt{1 + 0,1905 \cdot \tilde{q}(\lambda)^2 - 1,1905 \cdot \tilde{q}(\lambda)}$$

Коэффициент скорости λ_{bx} в формуле (7) можно определить, записав уравнение сохранения энергии для радиуса \tilde{z}_1 через M_1 и M_z и через λ_{bx} с учетом сохранения момента количества движения по высоте тангенциального сопла (радиальной скоростью на \tilde{z}_1 , пренебрегаем):

$$T_1^* = T_1 \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right] = \frac{T_1}{\left[1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_{bx}^2 \frac{(\tilde{z}_1 + h_c)^2}{\tilde{z}_1^2} \right]}$$

или с учетом (4)

$$\lambda_{bx} = \frac{\tilde{z}_1}{\tilde{z}_1 + h_c} \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{P_1}{P_k^*} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (8)$$

Расход через потенциальную зону ($\tilde{z}_2 \leq \tilde{z} \leq 1$) запишется как

$$G = \frac{M_z P_k^* \sqrt{\kappa} 2\pi \tilde{z}_1 \int_{\tilde{z}_2}^1 \left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\tilde{z}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \tilde{z} d\tilde{z}}{\sqrt{RT_1^*} \cdot \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}$$

тогда из условия сохранения расхода

$$M_z = \frac{\tilde{F}_c \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} P_1^* \cdot \tilde{q}(\lambda)}{2 \cdot P_k^* \cdot \int_{\tilde{z}_2}^1 \left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\tilde{z}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \tilde{z} d\tilde{z}} \quad (9)$$

Таким образом, имеем четыре уравнения - (4), (6), (8) и (9) и четыре неизвестных - P_k^* , M_1 , M_z , λ_{bx} . Величины P_1 и \tilde{z}_2 в первом приближении заданы.

Нахождению радиуса разделения \tilde{z}_2 посвящена работа [2/],

в которой для вихревой трубы предлагается использовать принцип максимального потока энтропии. Для СВТ этот принцип формулируется как

$$G \cdot \ln \frac{P_1^*}{P_K^*} = \max. \quad (10)$$

Варьируя величину z_2 , и рассчитывая все остальные параметры, находим максимальное значение выражения (10), которому будет соответствовать истинное значение z_2 .

Величина статистического давления на радиусе $z_1 - R_1$ находится следующим образом. Зная величины скоростей M_1 и M_2 в начале профилированного участка диффузора, можно, пользуясь методикой расчета из работы [3], рассчитать распределение составляющих скоростей на профилированной стенке. Для несжимаемого газа получаем следующие значения скоростей на входе из профилированного участка (на радиусе \bar{z}_0 - см. рис. I):

$$\lambda_{\tau_0} = \frac{M_1}{\bar{z}_0 \sqrt{\frac{2}{k+1} + \frac{k-1}{k+1} (M_1^2 + M_2^2)}},$$

$$\lambda_{z_0} = \frac{M_2}{\bar{z}_0 \sqrt{\frac{2}{k+1} + \frac{k-1}{k+1} (M_1^2 + M_2^2)}},$$

где $\bar{z}_0 = 1 + \frac{z_0}{z_1}$ - в случае обтекания газом сопряжения, выполненного по радиусу z_0 . Если сопряжение выполнено по лемнискату, то радиальная составляющая скорости подсчитывается по формуле

$$\lambda_{z_0} = \frac{(0,97 + 0,03 \cdot \bar{z}_0) \cdot 1,548 \cdot M_2}{(0,845 + 0,155 \cdot \bar{z}_0) \cdot \bar{z}_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{k+1} + \frac{k-1}{k+1} (M_1^2 + M_2^2)}}.$$

Используя газодинамические функции, и учитывая, что коэффициент полной скорости на \bar{z}_0 равен

$$\lambda_0 = \sqrt{\lambda_{\tau_0}^2 + \lambda_{z_0}^2},$$

получаем значение давления на профилированной стенке на радиусе r_0 :

$$p_0 = \frac{P_{\text{вых}}^* \cdot \pi(\lambda_0)}{\left[1 - \zeta_0 \frac{\kappa}{\kappa+1} \lambda_0^2 \zeta^0(\lambda_0)\right]}, \quad (\text{II})$$

где $P_{\text{вых}}^*$ - полное давление на выходе из диффузора находится при постоянстве момента количества движения и постоянной ширине щели диффузора как

$$P_{\text{вых}}^* = \frac{P_H}{\left[1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_0^2 \left(\frac{D_{\text{вх}}}{D_{\text{вых}}}\right)^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

Кoeffициент потерь в диффузоре определялся аналогично /4/:

$$\zeta_0 = \zeta_{\text{расш}} + \zeta_{\text{нер}} + \zeta_{\text{ну}},$$

где потери на расширение

$$\zeta_{\text{расш}} = 0,141 + 0,0046(S_{\text{жв}}^0 - 12)^2,$$

$$S_{\text{жв}}^0 = 2 \arctg \left[2 \sqrt{\frac{\Delta_0}{D_{\text{вх}}}} \cdot \frac{\text{шнм} D_{\text{вх}}}{1 + \sqrt{\frac{D_{\text{вых}}}{D_{\text{вх}}}}} \right],$$

$$\text{шнм} D_{\text{вх}} = \frac{\lambda_{\text{т0}}}{\sqrt{\lambda_{\text{т0}}^2 + \lambda_{\text{т0}}^2}},$$

$$\frac{\Delta_0}{r_0} \cong 1 - \bar{v}_2,$$

($D_{\text{вых}}, D_{\text{вх}}$ - диаметры выхода и входа в радиально-щелевой диффузор),

- потери на неравномерность потока, согласно /4/

$$\epsilon_{\text{нер}} = \left[1 - k^2 - \frac{k(1-k)}{13} - \frac{20(1-k)}{14} \int \sin^2 \alpha_{kx} + \frac{1-k}{11} \cos^2 \alpha_{kx} \right],$$

$$\cos \alpha_{kx} = \frac{\lambda_{z0}}{\sqrt{\lambda_{z0}^2 + \lambda_{r0}^2}}, \quad k = \frac{\left(\int_0^{\Delta z} v_z^2 dz \right)^2}{\Delta z \int_0^{\Delta z} v_z^2 dz},$$

- потери на начальном участке диффузора принимаем равными части потерь в диффузоре, пропорциональной отношению длины начального участка к размеру диффузора

$$\epsilon_{\text{нч}} = (\epsilon_{\text{расш}} + \epsilon_{\text{нер}}) \frac{3,142}{2} \frac{z_0}{r_0} \left(\frac{D_{\text{вх}}}{D_{\text{вых}}} \right).$$

В случае обтекания сопряжения начального участка, выполненного по лемнискате $k = 1$, $\epsilon_{\text{нер}} = 0$.

Давление в конце профилированного участка диффузора P_0 необходимо связать с давлением P_I . Линия тока, соединяющая радиус с нулевой осевой скоростью (в нашем случае z_2) с радиусом входа в диффузор (пунктирная линия на рис. I) лежит на свободной поверхности газа, втекающего в диффузор. Для этой поверхности известно /5/, что на ней функция тока равна нулю, а полное давление сохраняет свою величину. Статическое же давление может уменьшаться - ускоряющееся течение на свободной поверхности или увеличиваться - течение замедляющееся. Постоянство статического давления на свободной поверхности говорит о постоянстве результирующей скорости, что в случае пространственного течения может выполняться лишь в частных случаях. Как показали расчеты по методике /3/ в случае обтекания профиля, выполненного по радиусу, несжимаемым закрученным потоком течение на всей свободной поверхности является замедляющимся, то есть статическое давление возрастает. Равенство статических давлений возможно лишь в некоторых частных случаях обтекания лемнискатного профиля с определенной величиной \bar{z}_0 .

В дальнейших расчетах принимаем

$$P_2^* = P_2 + \rho_2 \frac{v_{z2}^2 + v_z^2}{2} = P_{02} + \rho_{02} \frac{v_{z0}^2 + v_{z02}^2}{2}, \quad (12)$$

где $V_{r2}^* = V_1^* \frac{1}{Z_2}$,

P_{02} - статистическое давление на радиусе Z_0 на задней стенке диффузора (рис. I) - вычисляется следующим образом:

- при обтекании круглого профиля с учетом центробежных сил от радиальной скорости $V_{r02}^* = V_{r0}^* \frac{r_0}{r_0 + \Delta_0}$ имеем

$$P_{02} = P_0 \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot \frac{(V_{r0}^{*2} - V_{r02}^{*2})}{\kappa R T_0} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}},$$

- при обтекании лемнискатного профиля

$$V_{r0}^* = V_{r02}^* \quad \text{и} \quad P_{02} = P_0.$$

После преобразований уравнения (12) с учетом (2) получаем:

- для круглого профиля начального участка диффузора

$$P_1 = P_0 \frac{\left\{ 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{r0}^2 \left[1 - \frac{\bar{v}_0^2}{(\bar{v}_0 + 1 - \bar{v}_0)^2} \right] \right\}^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \left\{ 1 + \frac{\kappa}{2} M_{c0}^2 + \frac{1}{2} M_{r0}^2 \left[\kappa-1 + \frac{\bar{v}_0^2}{(\bar{v}_0 + 1 - \bar{v}_0)^2} \right] \right\}}{\left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{Z_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} M_1^2 \left(\kappa-1 + \frac{1}{Z_2^2} \right) + \frac{\kappa}{2} M_2^2 \right]}$$

- для лемнискатного профиля

$$P_1 = P_0 \frac{\left[1 + \frac{\kappa}{2} (M_{r0}^2 + M_{c0}^2) \right]}{\left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{Z_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} M_1^2 \left(\kappa-1 + \frac{1}{Z_2^2} \right) + \frac{\kappa}{2} M_2^2 \right]},$$

здесь

$$M_{r0}^2 = \frac{\frac{2}{\kappa+1} \lambda_{r0}^2}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_0^2},$$

$$M_{c0}^2 = \frac{\frac{2}{\kappa+1} \lambda_{c0}^2}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_0^2}.$$

Таким образом, подставляя в полученное выражение для P_I , значение P_0 , подсчитанное по уравнению (II) при известных величинах M_1 и M_z и заданных \bar{z}_0 и $D_{об/x}/D_{об}$, можно определить P_I , замыкая тем самым систему уравнений относительно $M_1, M_z, P_k^*, \lambda_{вх}, \bar{z}_2, P_1$.

Однако, на значения скоростей в СВТ необходимо наложить следующие ограничения:

- из принципа максимального расхода через входное тангенциальное сопло следует

$$\lambda_{вх} \leq \lambda_{вх кр},$$

при котором $\tilde{q}(\lambda) = \max,$

- из недопущения сверхкритической скорости на твердой стенке из-за системы косых скачков уплотнения

$$M_1^2 + M_z^2 \leq 1,$$

- из условия критического расхода через расходную область потенциальной зоны и равенства расходов

$$\tilde{q}_n(1) \cdot P_k^* \cdot (1 - \bar{z}_2^2) = \tilde{q}(\lambda) \cdot P_1^* \cdot \bar{F}_c$$

следует, что если

$$\tilde{q}_n(\lambda) = \frac{\tilde{q}(\lambda) \cdot P_1^* \cdot \bar{F}_c}{P_k^* (1 - \bar{z}_2^2)} \geq 1 \quad \text{то} \quad \tilde{q}_n(\lambda) = 1,$$

$$q(\lambda) = \frac{P_k^* (1 - \bar{z}_2^2)}{P_1^* \bar{F}_c}, \quad \text{откуда}$$

находится $\lambda_{вх}$, соответствующее критике в потенциальной зоне,

- при сверхкритической скорости на радиусе \bar{z}_2

$$v_2^* = \frac{v_1^*}{\bar{z}_2} \geq \sqrt{\frac{2k}{k+1} R T_1^*}$$

из-за скачка уплотнения линейная скорость квазитвердого вихря на радиусе \bar{z}_2 будет

$$V_2' = \frac{2k}{k+1} R T_1^* \cdot \bar{v}_2$$

тогда, записав V_2' в виде $V_2' = M_2 \sqrt{k R T_1^*}$,
получить

можно

$$M_2 = \frac{2}{k+1} \left[1 + \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_2^2) \right] \cdot \frac{\bar{v}_2}{M_1}$$

а при отсутствии сверхкритической скорости на \bar{v}_2

$$M_2 = M_1 \frac{1}{\bar{v}_2}$$

С учетом последнего ограничения давление на оси СВТ будет

$$p_{oc} = p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{v}_2^2} - 1 \right) - \frac{k-1}{2} M_2^2 \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (I3)$$

Относительная температура на оси СВТ

$$\frac{T_{oc}}{T_1^*} = \frac{1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{v}_2^2} - 1 \right) - \frac{k-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_2^2)} \quad (I4)$$

Сделаем допущение, что наличие в СВТ круглого цилиндрического срежня не изменяет газодинамики в ней. Скорость на стержне радиусом $\bar{v}_{cm} < \bar{v}_2$ будет

$$V_{cm}' = M_2 \sqrt{k R T_1^*} \cdot \frac{\bar{v}_{cm}}{\bar{v}_2}$$

тогда нетрудно найти температуру торможения и статическое давление газа на стержне

$$\frac{T_{cm}^*}{T_1^*} = \frac{T_{oc}}{T_1^*} + \frac{(k-1) \cdot M_2^2 \cdot \left(\frac{\bar{v}_{cm}}{\bar{v}_2} \right)^2}{1 + \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_2^2)} \quad (I5)$$

$$p(\bar{v}_{cm}) = p_1 \left[\left(\frac{p_{oc}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + (k-1) M_2^2 \frac{\bar{v}_{cm}^2}{\bar{v}_2^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (I6)$$

Плотность газа и число Рейнольдса волизи стержня
оудет

$$\rho_{cm} = \frac{P(\bar{T}_{cm})}{R T_{cm}^*},$$

$$Re = \frac{V_{cm} \cdot 2\pi Z_i \bar{T}_{cm} \rho_{cm}}{\mu_0 \left(\frac{T_{cm}^*}{T_0}\right)^{0,683}}.$$

Коэффициент теплоотдачи стержня к потоку газа в СВТ
можно определить по эмпирической зависимости $\alpha = f(\rho_{cm}, \pi^*)$,
полученной в [6]

$$\alpha = -1400 + 1931,7 \rho_{cm} + \frac{P_i^*}{P_{oc}} (489,3 - 538 \rho_{cm}) + \\ + \left(\frac{P_i^*}{P_{oc}}\right)^2 (43,29 \rho_{cm} - 35,3). \quad \left[\frac{Вт}{м^2 \cdot К}\right].$$

Если на стержне выделяется тепловая мощность N , то
температура стержня по закону Ньютона-Рахмана будет

$$T_{cm} = T_{cm}^* + \frac{N}{\alpha \cdot F_{cm}}. \quad (17)$$

После того, как методика расчета СВТ составлена, необходимо для сопоставления опытных и расчетных величин выбрать значения эмпирических коэффициентов. Для экспериментального нахождения значений коэффициентов α и C_1 (см. формулы (5), (6)) были проведены испытания СВТ диаметром 30 мм с диаметром диффузора 155 мм. Относительная площадь сопловых вводов изменялась и составляла $\bar{F}_c = 0,049; 0,0755; 0,105; 0,13$. Замерялись следующие величины:

P_i^* - давление на входе в СВТ,

P_c - статическое давление на срезе сопла в 2÷3 точках по его высоте,

P_k^*, P_i - полное и статическое давление в камере СВТ на расстоянии 1 мм от цилиндрической стенки (на данном расстоянии наблюдалось максимальное значение полного давления по радиусу),

P_{oc} - давление на оси СВТ,

G - расход газа через СВТ (расходомерной шайбой).

По нескольким значениям P_c подсчитывалась среднеарифметическая величина, после деления ее на P_1^* получалось значение газодинамической функции давления $\pi_c(\lambda)$ в тангенциальном сопле, по которому определялись газодинамические функции плотности - $\rho(\lambda)$, расхода - $q(\lambda)$, коэффициента скорости λ . По замранным величинам подсчитывались; степень расширения газа в вихре $\pi^* = P_1^*/P_{oc}$, число Рейнольдса газа в сопле (по среднерасходной скорости) - Re , коэффициент потерь полного давления - ξ_c . Для расчета коэффициента C_T в формулу (6) подставлялись значения $\bar{\xi}_2$, полученные в первом приближении $C_T = I_{\underline{c}}$. В последующих приближениях ($C_T = var$) значения $\bar{\xi}_2$ изменялись незначительно. Замеренные и рассчитанные величины сведены в таблицу I.

При построении графиков в логарифмических координатах зависимостей коэффициентов ξ_c и C_T от Re оказалось, что прямая зависимость (прямая линия) наблюдается только у коэффициента C_T . Коэффициент ξ_c дает большое поле разброса значений. График зависимости $\ln C_T$ от $\ln Re$ представлен на рис. 2; она аппроксимируется следующим уравнением:

$$C_T = \frac{1636}{Re^{0.533}}$$

Последующие расчеты велись с использованием полученной полуэмпирической формулы для коэффициента потерь полного давления при расширении газа после тангенциального сопла

$$\xi_c = \frac{1636}{Re^{0.533}} \left(1 - \frac{F_c}{1 - \bar{\xi}_2^2}\right)^2 \quad (18)$$

Данная формула справедлива в диапазоне чисел Рейнольдса $10^4 < Re < 5 \cdot 10^5$.

На рис. 3 представлено сравнение величины $q(\lambda)$, рассчитанной по приведенной выше полуэмпирической методике и рассчитанного по экспериментально полученной величине $\pi_c(\lambda)$, а также приведены значения замеренного относительного расхода $G/G_{кр}$. Различие в значениях величин $q(\lambda)$ и $G/G_{кр}$ объясняется существованием в тангенциальном сопле пограничного слоя, неучитываемого при расчете и при опытном

определении $q(\lambda)$.

Из рис. 5-5 видно хорошее количественное совпадение расчетных и опытных величин $q(\lambda)$, $\beta_{ст}$, π^* , что позволяет сделать следующие выводы.

Разработана полуэмпирическая методика расчета параметров газа в СВТ, основанная на полученном экспериментально выражении для коэффициента потерь в тангенциальном сопле-формула (18), литературных данных по коэффициенту потерь давления в диффузоре /4/ и коэффициенту теплоотдачи на стержне в СВТ /6/. Важное место в данной методике занимает расчет течения газа на профилированном участке входа в диффузор /3/. Полученная методика расчета позволяет оптимизировать геометрические размеры СВТ.

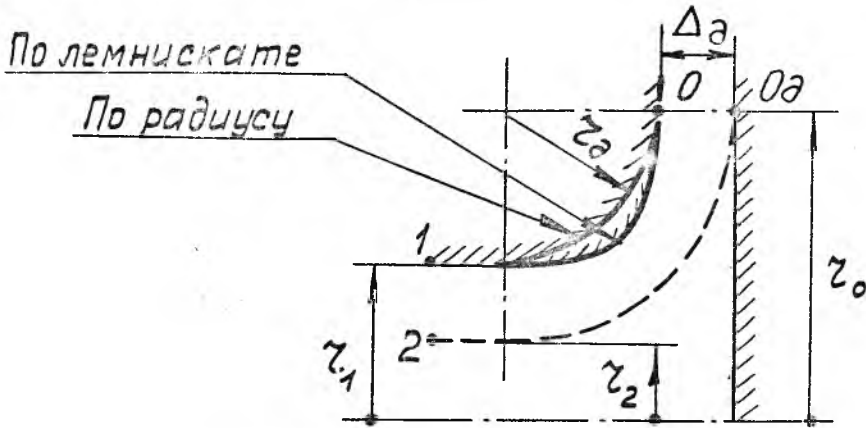
Замеренные и рассчитанные величины параметров газа в СВТ

при $P_H = 1,004 \cdot 10^5$ Па, $T_{ВХ} = 282$ К

Таблица I

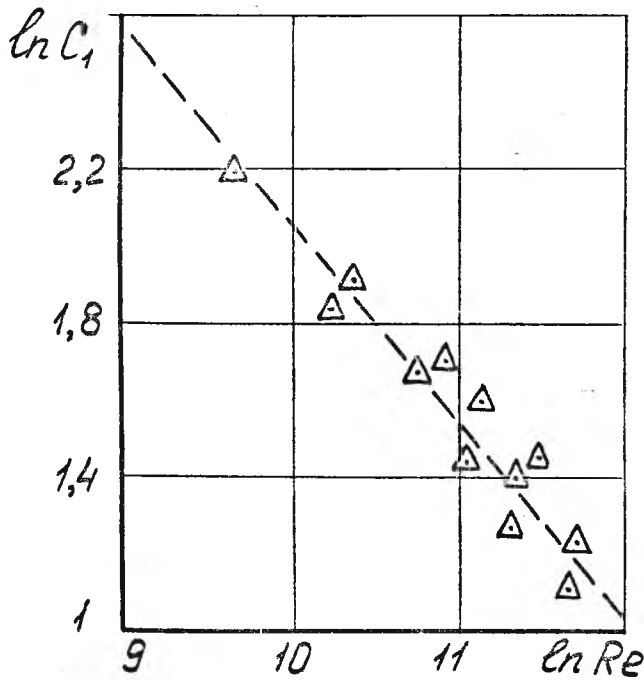
\bar{F}_c	p_1^*	\bar{p}_c	p_k^*	p_1	p_{oc}	$G_{акчн}$	π^*	$\pi_c(\lambda)$	$q(\lambda)$	λ	Σ_c	C_4	Re
	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^5$	$\times 10^{3/2}$							$\times 10^{-4}$
0,049	1,2	1,13	1,029	0,993	0,910	3,7	1,32	0,944	0,472	0,312	3,01	8,97	1,52
"	1,5	1,33	1,080	0,972	0,750	6,7	2,00	0,883	0,661	0,458	3,14	6,76	2,74
"	2,0	1,68	1,163	0,960	0,574	11,1	3,48	0,839	0,755	0,543	2,93	5,32	4,50
"	2,5	1,96	1,225	0,943	0,469	16,0	5,33	0,784	0,842	0,635	2,58	4,21	6,51
"	3,0	2,17	1,332	0,923	0,399	21,2	7,52	0,723	0,913	0,730	2,26	3,61	8,61
"	4,0	2,65	1,454	0,917	0,277	30,2	14,43	0,663	0,957	0,810	2,21	4,47	12,3
0,105	1,2	1,13	1,065	0,983	0,764	8,0	1,57	0,943	0,475	0,315	2,03	6,29	2,78
"	1,5	1,32	1,196	0,952	0,570	13,0	2,63	0,881	0,666	0,463	2,32	5,50	4,50
"	2,0	1,66	1,405	0,944	0,399	22,9	5,01	0,829	0,772	0,560	1,99	4,05	7,92
"	2,5	1,90	1,627	0,944	0,272	33,2	9,20	0,759	0,874	0,675	1,60	3,04	11,5
0,075	2,0	1,68	1,237	0,952	0,509	18,6	4,32	0,838	0,755	0,543	2,60	4,90	6,97
0,130	2,0	1,67	1,412	0,970	0,387	30,2	5,16	0,835	0,760	0,548	2,00	4,25	9,76

Схема сопряжения начального участка диффузора с основными геометрическими размерами.



Р и с. 1.

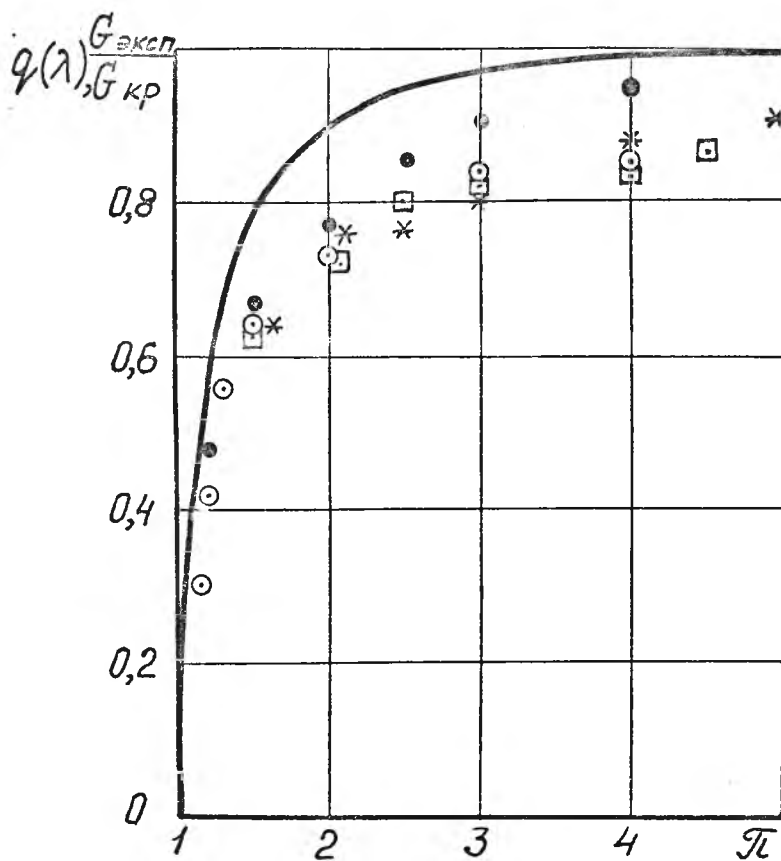
Зависимость коэффициента C_I от числа Рейнольдса входного газа.



$$C_1 = \frac{1636}{Re^{0,533}}$$

Р и с. 2.

Расходные характеристики СВТ.



○, □, * - опытные данные по $G_{\text{эксп}}/G_{\text{кр}}$

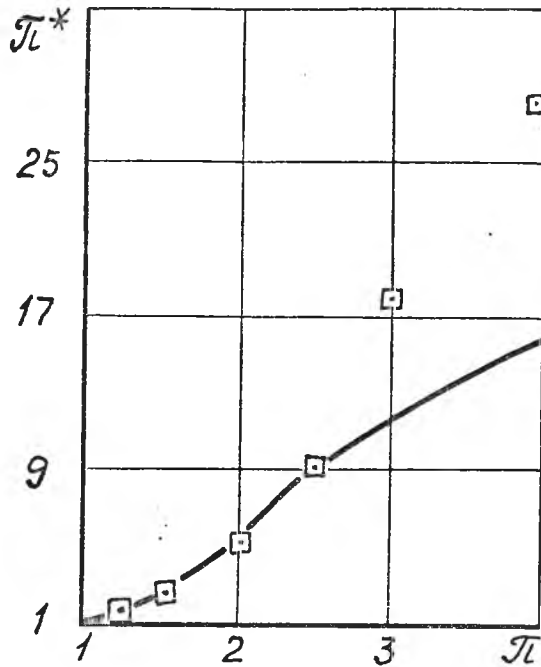
○ - $\bar{F}_c = 0,105$; □ - $\bar{F}_c = 0,0755$; * - $\bar{F}_c = 0,049$;

● - $\bar{F}_c = 0,105$ - расчёт $q(\lambda)$ по замеренному $\pi_c(\lambda)$, осреднённого по высоте сопла;

— - расчёт $q(\lambda)$ для $\bar{F}_c = 0,1$.

Р и с. 3.

Зависимость степени расширения газа в вихре от располагаемой степени расширения.

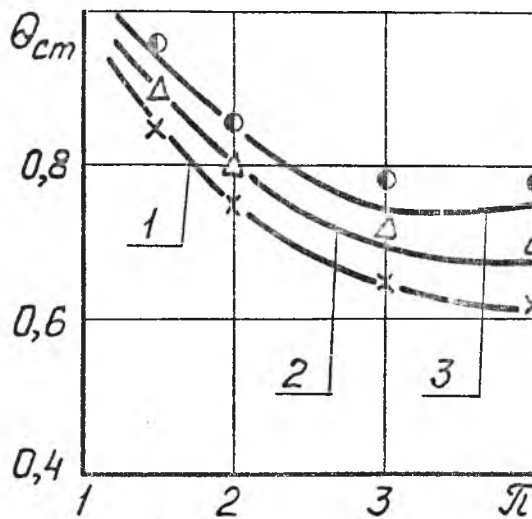


□ - эксперимент, — - расчёт,

$$D_{тр} = 30; \vec{F}_c = 0,1; \vec{D}_o = 5; \vec{L} = 1.$$

Р и с. 4.

Зависимость относительной температуры стержня на оси СВТ от тепловой нагрузки на нём и степени расширения газа.



x, Δ, ○ - опытные данные из [7] - $\vec{z}_{cm} = 0,5$; 1, 2, 3 - расчёт; 1, x - $N = 0$ Вт; 2, Δ - $N = 5$ Вт; 3, ○ - $N = 10$ Вт.

Р и с. 5.

Л и т е р а т у р а

1. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969- 183 с.
2. Балалаев А.Н. Применение вариационных принципов при расчете расходных характеристик вихревой трубы. - Куйбышев, 1982. - Рукопись представлена Куйбышев.авиацион.-том. Деп. в ВИНТИ, № 6382-82 деп.
3. Балалаев А.Н. Расчет вращающегося потока невязкого сжимаемого газа на начальном участке радиально-щелевого диффузора. - Куйбышев, 1983. - Рукопись представлена Куйбышев. авиацион.-том. Деп. в ВИНТИ, № 287-84 деп.
4. Ден Г.И. Механика потока в центробежных компрессорах. -Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1973. - 270 с.
5. Дорфман Л.А. Численные методы в газодинамике турбомашин.- Л.: Энергия, 1974. - 272 с.
6. Кольшев Н.Д., Вилякин В.Е. Влияние различных факторов на теплоотдачу в самовакуумирующейся вихревой трубе. - Вихревой эффект и его промышленное применение. Материалы III Всесоюзной научно-технической конференции. - Куйбышев, 1981. - с.126+128.
7. Вилякин В.Е. Методика расчета самовакуумирующейся вихревой трубы. - Куйбышев, 1983, - Рукопись представлена Куйбышев.авиацион.-том. Деп. в ВИНТИ, № 4468-83 деп.

Печатается в соответствии с решением редакционно-издательского Совета Куйбышевского ордена Трудового Красного Знамени авиационного института имени академика С.П.Королёва от 3 апреля 1984 года.

В печать от 10.8.84

Тир. 1

Цена 2 руб.

Зак. 32792

Производственно-издательский комбинат ВНИИТИ
Люберцы, Октябрьский пр., 403
