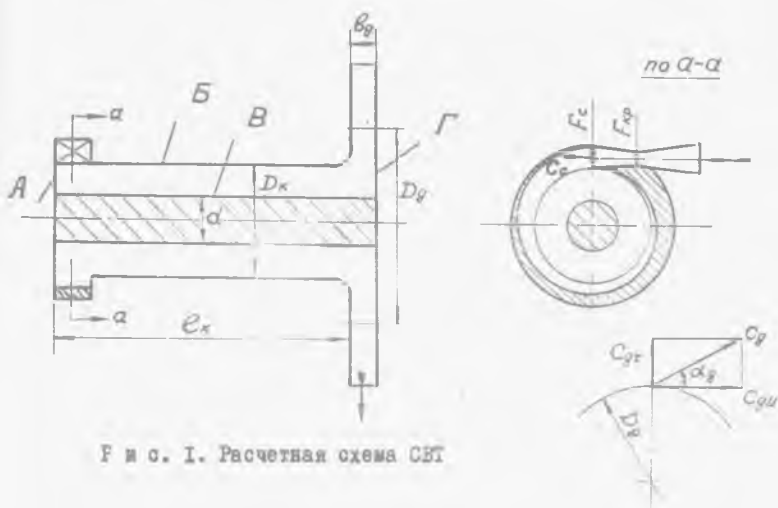


### ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ТРЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Одним из упрощенных инженерных методов газодинамического расчета ВТ является метод разделения потока на ядро и пограничный слой. При этом наибольшие трудности представляет определение толщины пограничного слоя. Однако ряд вопросов из расчета ВТ может быть решен и без расчета пограничного слоя, если заменить неравномерный поток эквивалентным, осредненным, т.е. свести задачу к одномерной и использовать интегральные параметры потока (расход, суммарный импульс, суммарный момент количества движения). Кстати, при малых размерах ВТ (малых  $Re$ ), когда локальные параметры потока сильно изменяются и ненадежно измеряются, интегральные параметры определяются более точно [1].

В качестве примера использования данного метода рассмотрим задачу определения параметров газа:  $P_g^*$ ,  $C_g$ ,  $\alpha_g$  на входе в диффузор (диаметр  $D_g$ ) самовакuumирующей вихревой трубы (СВТ), схема которой дана на рис. 1. Указанная СВТ прямооточного типа с расположенным внутри трубы охлаждаемым объектом (заэстрихованный цилиндр) [2].



Р и с. 1. Расчетная схема СВТ

Предполагаются заданными следующие параметры: геометрические -  $D_k, D_g, d, \ell$  площади сечений  $F_c$  (на выходе из сопла),  $F_{кр}$  (в критическом сечении),  $F_g$  - площадь сечения на входе в диффузор; термодинамические -  $\kappa, R_r$ ; газодинамические -  $P_c^*, T_c^*, \lambda_c$  (параметры торможения и приведенная скорость на выходе из сопла);  $P_g$  - статическое давление на входе в диффузор; коэффициент трения  $C_f$  (либо коэффициент восстановления давления торможения с учетом потерь на трение  $\epsilon_{тр}$ ); коэффициенты восстановления  $\epsilon_{сн}$  и  $\epsilon_{н}$ , учитывающие потери в скачке уплотнения и местные потери на выходе из сопла и на входе в диффузор.

В случае, если заданы параметры  $P_c^*, T_c^*$  на входе в сопло, должен быть задан коэффициент восстановления давления торможения сопла  $\epsilon_c = P_c^*/P_0^*$ .

ВТ принимается теплоизолированной от окружающей среды (т.е.  $Q_n = 0$ ), а процесс смешения холодного и горячего потоков на входе в диффузор завершившимся (т.е.  $T_g^* = T_c^*$ ). Статическое давление на выходе из диффузора принимается равным атмосферному давлению  $P_n$ .

Запишем систему исходных уравнений.

Уравнение расхода газа через сопло [3]

$$G_c = m F_c q(\lambda_c) \frac{P_c^*}{\sqrt{T_c^*}}, \quad (1)$$

где  $m = f(\kappa, P_r) = \text{const}$ ,  $T_c^* = T_0^*$ ;  $q(\lambda_c) = f(\lambda_c)$  - газодинамическая функция, определяемая по  $\lambda_c$ .

Скорость газа  $C_c$  на выходе из сопла

$$C_c = \lambda_c a_{кр,c} \quad (2)$$

$$a_{кр,c} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1} P_r T_c^*} \quad (3)$$

Уравнение расхода газа через диффузор

$$G_g = m F_g \sin \alpha_g q(\lambda_g) \frac{P_g^*}{\sqrt{T_g^*}}, \quad (4)$$

где  $F_g^* = \pi D_g^2 v_g$  - площадь сечения диффузора.

Давление торможения на входе в диффузор

$$P_g^* = \epsilon_c P_c^*, \quad (5)$$

где коэффициент восстановления  $\epsilon_c$  учитывает гидравлические потери в ВТ на участке от выхода из сопла до входа в диффузор (потери на трение и смешение потоков в камере, местные потери на входе в диффузор и потери в скачке уплотнения на выходе из сопла, если  $\lambda_c > 1$ ).

Очевидно

$$\epsilon_c = \epsilon_{тр} \epsilon_{сн} \epsilon_{н}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{тр}, \sigma_m, \sigma_{ск}$  - коэффициенты восстановления давления торможения с учетом трения, местных потерь и скачка уплотнения соответственно.

Скорость газа на входе в диффузор

$$C_g = \lambda_g a_{кр.g} \quad (7)$$

где  $\lambda_g = f(\Pi_g)$  - газодинамическая функция, определяемая по функции

$$\Pi_g = P_g / P_g^* ;$$

$q(\lambda_g) = \varphi(\lambda_g)$  - газодинамическая функция, определяемая по функции  $\lambda_g$   
Критическая скорость  $a_{кр.g} = \sqrt{\frac{2K}{K+1} P_g}$ ,  $T_g^* = a_{кр.g}^2$ , поскольку  $T_g^* = T_c^*$ . Угол  $\alpha_g$ , определяющий направление вектора скорости,

$$\alpha_g = \arccos \frac{C_{gv}}{C_g} \quad (8)$$

Уравнение постоянства расхода

$$G_g = G_c \quad (9)$$

поскольку движение установившееся.

Момент количества движения на выходе из сопла

$$M_c = G_c C_c \frac{D_n}{2} \quad (10)$$

Момент количества движения на входе в диффузор

$$M_g = G_g C_g \frac{D_g}{2} \quad (11)$$

Момент сил поверхностного трения в камере смешения

$$M_{тр} = \int_F r dP_{тр} \quad (12)$$

где элементарная сила трения

$$dP_{тр} = C_f \frac{\rho U^2}{2} dF \quad (13)$$

Коэффициент трения  $C_f$  приближенно принимается постоянным и определяется в соответствии с работой [4].

Момент трения  $M_{тр}$  складывается из суммы моментов трения по поверхностям А, Б, В, Г (рис. I), причем основная часть трения приходится на поверхность Б.

В соответствии с законом сохранения момента количества движения

$$M_g = M_c - M_{тр} \quad (14)$$

Окружная скорость  $U$  в формуле (13) приближенно равна скорости газа оруденного потока на поверхности трения (т.е. без учета пограничного слоя). В приведенной на рис. I схеме СВТ приближенно можно принять  $U = C_c$  на поверхности Б, а на других поверхностях скорость  $U$  определяется из закона свободного вихря  $Ur = const$

Плотность  $\rho$  в формуле (13) приближенно принимается равной плотности  $\rho_c$  на выходе из сопла, определяемой по газодинамической функции

$\varepsilon(\lambda_g) = \rho_c / \rho_c^*$ , где  $\rho_c^* = \rho_c^* / R_r T_c^*$ . При уточненном расчете, после определения  $\lambda_g$  и  $\varepsilon(\lambda_g)$ , а также  $\rho_g = \rho_g^* \varepsilon(\lambda_g)$ , где  $\rho_g^* = \rho_g^* / R_r T_c^*$ , плотность  $\rho$  в формуле (13) точнее определяется как среднеарифметическая по формуле

$$\rho = \frac{\rho_c + \rho_g}{2} \quad (15)$$

Анализ приведенной выше системы уравнений показывает, что при заданных исходных данных она является замкнутой, в которой неизвестные величины:  $G_c, C_c, \rho_g, M_c, M_{tr}, M_g, C_{yu}$  однозначно определяются в последовательности их записи по уравнениям (I, 2, IO, II, I2, I4). Что касается неизвестных  $\lambda_g, C_g, \alpha_g$ , то они определяются в соответствии с уравнениями (7, 8) в следующей последовательности.

По функции  $\Pi(\lambda_g) = \rho_g / \rho_g^*$  из таблиц газодинамических функций находятся соответствующие  $\lambda_g$  и  $q(\lambda_g)$ , затем по формулам (7, 8) находятся величины  $C_g$  и  $\alpha_g$ . Уравнение (4) является поверочным (замыкающим всю систему уравнений). Если после подстановки в правую часть уравнения (4) найденных величин  $\rho_g, q(\lambda_g), \sin \alpha_g$  и заданных  $F_g$  и  $T_g^*$  расход  $G_g$  получается отличным от  $G_c$  (т.е. не выполняется условие 9), то это означает, что принятый в исходных данных уровень потерь (коэффициент  $\zeta_k$ ) не соответствует заданной величине площади сечения  $F_g$ . В частности, если  $G_g < G_c$ , то принятая  $F_g$  слишком велика и в сечении  $D_g$  реализуется  $\lambda_g$  меньше, а  $\rho_g$  больше вычисленных. И наоборот, если  $G_g > G_c$ , то  $F_g$  недостаточна и реализуемые  $\lambda_g$  больше, а  $\rho_g$  меньше вычисленных.

Для приведения в соответствие уровня потерь и величин сечения  $F_g$  необходимо уточнить величину  $\zeta_k$  и принять значение  $F_g$  (или  $D_g$ , при заданном  $D_g$ ) из условия выполнения равенства  $G_g = G_c$ .

При уточнении величины  $\zeta_k$  следует иметь в виду следующее важное обстоятельство. В случае, если при заданных  $\rho_g$  и  $\rho_c^*$  функция  $\Pi(\lambda_{g,u3})$  изоэнтропного потока  $\Pi(\lambda_{g,u3}) = \rho_g / \rho_c^* > \Pi(\lambda_{kr}) = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ , т.е. в камере смешения, по аналогии с соплом Лаваля на режиме перерасширения [3], имеет место  $\lambda_{max} < 1,3 - 1,4$ , тогда потерями в скачках уплотнения можно пренебречь, приняв  $\zeta_{sk} = 1$ . Однако при  $\Pi(\lambda_{g,u3}) < \Pi(\lambda_{kr})$  определение  $\lambda_g$  и соответствующих функций  $\Pi(\lambda_g)$  и  $q(\lambda_g)$ , используемых при определении  $\rho_g^*$  и  $G_g$  по уравнениям (4, 7), связано с выбором одного из двух значений  $1 > \lambda_g > 1$ , соответствующих одному и тому же значению  $q(\lambda_g)$ . Поскольку контуры канала камеры смешения СВТ не соответствуют линиям тока изоэнтропного расширения сверхзвукового потока, то в ней неизбежно образуются скачки уплотнения, приводящие к существенному снижению  $\rho_g^*$ , вследствие того, что  $\zeta_{sk} \ll 1$ . При этом в сечении  $F_g$  на входе в диффузор чаще всего (в зависимости от величины потерь, оцениваемых коэффициентом  $\zeta_k$ ) имеет место докритический режим, т.е.  $\lambda_g < 1$ . Что же касается режима течения в месте перехода камеры смешения в диффузор, где

$D_g = D_k$ , то здесь, вследствие уменьшения площади сечения, очевидно  $\lambda > \lambda_g$  и  $P < P_g$ . Т.е. это место самого низкого давления на входе в диффузор и при определенных соотношениях потерь и размеров  $D_k$  и  $v_g$  оно может стать критическим, определяющим величину расхода  $G_g$  газа через СВТ.

Используя данную методику, был проведен расчет СВТ, имеющей следующие исходные данные:

$$\text{Газ-воздух } (k=1,4, R_r=288 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}); P_c^*=0,4\cdot 10^5 \text{ Па}; T_c^*=445 \text{ К};$$

$$P_g=0,0275\cdot 10^5 \text{ Па}; P_n=0,055\cdot 10^5 \text{ Па}; \lambda_c=1; F_c=0,24 \text{ см}^2;$$

$$D_k=30 \text{ мм}; d=18 \text{ мм}; D_g=50 \text{ мм}; l=90 \text{ мм}; v_g=2 \text{ мм}.$$

В результате расчета получены следующие данные.  $M_{тр}=0,85 \text{ Мс}$ , причем 80% составляют потери на трение на поверхности Б.

Коэффициент  $\sigma_k = 0,1$  (при  $\sigma_{ск} = 0,95$ ). Приведенная скорость  $\lambda_g = 0,7$ , соответственно  $C_g = 245 \text{ м/с}$ ,  $C_{g,u} = 35 \text{ м/с}$ ,  $P_g^* = 0,037\cdot 10^5 \text{ Па}$ .

Таким образом, потери на трение в СВТ могут быть чрезвычайно большими, что вызвано существенным влиянием трения на ее характеристики. В частности, при расчете диффузора СВТ без учета этих потерь могут быть допущены количественные и качественные ошибки.

## Л и т е р а т у р а

1. Наталевич А.С. Воздушные микротурбины. - М.: Машиностроение, 1979.
2. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М.: Наука, 1976.
4. Блатов А.Г. Мощность дискового трения в микротурбинах. - В сб.: Вопросы микроэнергетики. - Куйбышев: КуАИ, 1965, вып. XXII.

УДК 533.601.16

В.И. Кузнецов

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА НА ВХОДЕ В ВИХРЕВУЮ ТРУБУ  
НА ЕЕ ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Исследование зависимости температурной эффективности ВТ от температуры газа на входе в тангенциальное сопло проводилось неоднократно [1, 2, 3]. Результаты экспериментальных исследований давали зачастую противоречивые результаты. Основной задачей данной работы является попытка