

Полученные расчетные характеристики трубы в сравнении с экспериментальными данными работы [1] представлены на рис. 1.

Как видно из рисунка, расчетные значения θ_x достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментальных работ. Основные расхождения наблюдаются из-за неадиабатности исследуемой экспериментально вихревой трубы.

Л и т е р а т у р а

1. Гусев И.И., Кочанов Ф.Д. Теоретический расчет характеристик вихревых труб. - В сб.: Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленного применения. - Куйбышев, 1974.

2. Токарев Г.П. Исследование работы вихревой трубы при увеличении степени расширения газа: Автореферат диссертации, Одесса, 1983.

3. Мамонтов М.А. Вопросы термодинамики тела переменной массы. - М.: Оборонгиз, 1961.

4. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его промышленное применение. - М.: Машиностроение, 1969.

5. Штым А.Н., Убский В.А. Термогазодинамическое обобщение параметров потока при вихревом энергоразделении в адиабатных условиях. - В сб.: Вихревой эффект и его промышленное применение. - Куйбышев, 1981.

УДК 532.526.527

А.П.Толстоногов, С.П.Чернышев

РАСЧЕТ ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ НА КРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ИСТЕЧЕНИЯ РЕАЛЬНОГО ГАЗА

Процесс энергоразделения в ВТ может реализоваться при значительных давлениях газа на входе. Критические режимы течения газа сопровождаются существенным изменением теплофизических свойств реальных газов.

При температурах и давлениях процесса, близких к области критического состояния реального газа, изменение его свойств должно быть учтено при точных теоретических расчетах предельных энергетических характеристик ВТ.

Для такого расчета нами использовано наиболее точно и полно описанное в [1] уравнение состояния реальных газов

$$Z = \alpha_0 + \alpha_1 V + \beta \Psi + \gamma \varphi + \dots \quad (I)$$

В [1] приведено также выражение для определения статической энтальпии, полученное на основе (I). Учитывая, что полная энтальпия газа $i^* = i + V^2/2$, а скорость его на входе в ВТ равна скорости звука, можно получить выражение для полной энтальпии в следующем виде:

$$i_1^* = U_0(T) + RT \left[\int_0^{\omega} (\alpha_1 + \beta \Psi' + \gamma \Psi') \frac{d\omega}{\omega} + \frac{\gamma}{\psi} \right] + \frac{a_1^2}{2} \quad (2)$$

Здесь

$$U_0(T) = \int C_{v_{\infty}} dT + const, \quad (3)$$

где $C_{v_{\infty}}$ - температурная функция для идеального газа, для которой справедливо уравнение Майера

$$C_{p_{\infty}} - C_{v_{\infty}} = R \quad (4)$$

В [2] приведены значения $\mu = C_{p_{\infty}}$ для I моля газа в виде температурных функций, заданных полиномами. Приведем значение $\mu C_{p_{\infty}}$ к массовым единицам и подставив (4) в (3), получаем значение функции $U_0(T)$:

$$U_0(T) = \frac{1}{\mu M} \int_{i=1}^n a_n^c \left(\frac{T}{1000} \right)^n dT - R \int dT + const. \quad (5)$$

Используя (5) при заданных начальных условиях в выражении (2) и принимая во внимание; что скорость звука в реальном газе из уравнения (1)

$$a = \sqrt{\frac{C_p}{C_v} RT \left[(\alpha_0 \omega)' + (\alpha_1 \omega)' \psi + (\beta \omega)' \Psi + (\gamma \omega)' \Psi' \right]},$$

где

$$C_{v_{\infty}} = C_{v_{\infty}}(T) + R \int_0^{\omega} (\beta \Psi'' \psi^2 + \gamma \Psi'' \psi^2 + \dots) \frac{d\omega}{\omega}$$

$$C_p = C_v + R \frac{[\alpha_0 + \beta(\Psi - \psi^2 \Psi') + \gamma(\Psi - \psi^2 \Psi') + \dots]^2}{(\alpha_0 \omega)' + (\alpha_1 \omega)' \psi + (\beta \omega)' \Psi + (\gamma \omega)' \Psi' + \dots}$$

можно определить значение i_1^* .

Для газа, истекающего через диафрагму, $U_x = \alpha_{ex} Q_x$, где α_{ex} - коэффициент скорости, равный 0,9-0,98.

Для расчета предельных характеристик ВТ на основе наиболее общего уравнения энергетического баланса согласно [4]

$$i_1^* = \mu i_x^* + (1-\mu) i_r^* \quad (6)$$

определим зависимость для T_x^* .

В [4] приведено выражение для среднemasовой температуры холодного потока:

$$T_x^* = \frac{\int_{z_a}^{\bar{z}_a} \rho_u U_z T^*(z) \bar{z} d\bar{z} - \int_0^{\bar{z}_a} \rho U_z' T^*(z) \bar{z} d\bar{z}}{\int_{z_a}^{\bar{z}_a} \rho U_z \bar{z} d\bar{z} - \int_0^{\bar{z}_a} \rho U_z' \bar{z} d\bar{z}}$$

где $\rho_u = \rho_1 \left(\frac{\rho_1}{\rho_x} \right)^K$

Для случая наибольшего эффекта охлаждения, считая течение адиабатным с критической скоростью на диафрагме,

$$T(\bar{z}) = T_1 \rho_1^{\frac{1-K}{K}} [\rho(\bar{z})]^{\frac{K-1}{K}},$$

где

$$P(\bar{z}) = P_1 \left[1 - \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{1}{\bar{z}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (7)$$

а

$$K = \frac{C_p}{C_v \bar{z}} \left[(\alpha_0 \omega)' + (\alpha_1 \omega)' \bar{z} + (\beta \omega)' \psi + (\gamma \omega)' \psi' \right]$$

Принимая $U_z = U_z' = U_x$ и учитывая, что

$$T(\bar{z}) = T(\bar{z}) \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{U_z^2}{\bar{z}^2 \alpha^2} \bar{z}^2 + 1 \right) \right],$$

$$\text{где } \frac{U_z^2}{\bar{z}^2} = \frac{(\kappa-1)}{1 - \left(\frac{P_x}{P_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + \frac{\kappa-1}{2}},$$

а из уравнения движения свободного вихря $M\bar{z} = \text{const}$ получив U_z (из равенства $U_z = \alpha_z \frac{U_z}{\bar{z}} M_1 = \frac{\alpha_z}{\bar{z}}$ так как $\bar{z}_1 = 1$ и $M_1 = 1$), имеем зависимость

$$T_x^* = f(\beta; T\bar{z}).$$

Из уравнения состояния реального газа

$$p = \rho R T \bar{z}$$

определим плотность.

$$\rho = \frac{p}{R T \bar{z}}$$

Но поскольку $P(\bar{z}) = f(\beta; T, \bar{z})$ определяется согласно (7), то тогда $T_x^* = f(\bar{z}, T)$ при заданных начальных условиях: $\bar{z}_0, P_1, P_x, T_1, M$

Следовательно, проинтегрировав численными методами на ЭВМ T_x^* по \bar{z} , мы определим T_x^* , а затем и i_i^* по аналогии с выражением (2):

$$i_i^* = U_0(T) + \beta T_x^* \left[\int_0^{\omega} (\alpha_1 + \beta \psi' + \gamma \psi') \frac{d\omega}{\omega} + \frac{z}{\psi} \right] + \frac{\alpha_i^2}{2} \quad (8)$$

Определив i_i^* и i_x^* , при заданном M можно полностью рассчитать из уравнения энергетического баланса (6) все предельные характеристики ВТ на критическом режиме истечения на входе.

Преобразовав (6), получим для удельной хладопроизводительности ВТ равенство

$$q_{x^*} = M \Delta i_x^* = (1 - M) \Delta i_r^*,$$

где $\Delta i_x^* = i_i^* - i_x^*$ (i_i^* и i_x^* определяем соответственно по (2) и (8)).

На основе полученных выше соотношений на ЭВМ были рассчитаны предельные характеристики ВТ, работающей на критическом режиме истечения.

Погрешность результатов расчета характеристик определялась погрешностью принятого уравнения состояния реальных газов и составила для воздуха 0,2% при давлениях до 10 МПа, 1% - до 50 МПа и 1,5% - до 100 МПа.

Л и т е р а т у р а

1. Рабинович В.А., Вассерман А.А., Казавчинский Я.З. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. - М.: Наука, 1966.
2. Ривкин С.А. Таблицы теплофизических свойств воздуха и его компонентов. - М.: Наука, 1967.
3. Токарев А.П. Исследование работы вихревой трубы при увеличении степени расширения газа: Автореферат кандидатской диссертации. Одесса, ОТИХП, 1983.
4. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969.

УДК 533.697

В.И.Метенин, А.Е.Князев, С.Ф.Арефьев, В.В.Бобров

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНСТРУКЦИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНИЧЕСКОЙ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

П р и н я т ы е о б о з н а ч е н и я :

$\delta_{зпр}$ - величина зарешеточного зазора (пространства); $d_{реш}$ - диаметр аэродинамической решетки; $d_{яч}$ - диаметр ячеек аэродинамической решетки; AP - аэродинамическая решетка; $S^* = \frac{P_1}{P_2}$ - степень расширения газа в ВТ; φ - относительная влажность воздуха.

Имеющиеся в литературе опытные данные убедительно показывают, что установка аэродинамической решетки на торцовой стенке конической ВТ приводит к улучшению ее термодинамических характеристик [1, 3]. Однако конструкция аэродинамической решетки должным образом не исследовалась.

В работах [2, 3] показано влияние AP на эффективность работы ВТ диаметром $D = 30$ мм.

С целью уточнения оптимальной геометрии AP и $\delta_{зпр}$ были проведены исследования ВТ диаметром $D = 42$ мм, длиной $L = 3D$ и углом конусности $\gamma_r = 30^\circ$. Схема исследуемой ВТ представлена на рис. 1, она аналогична конструкции, описанной в работе [3]. Для отвода горячего потока с периферии ВТ используется насадок с радиальными щелями. Такой способ отвода горячего потока, как показывают исследования, практически не сказывается на эффекте охлаждения по сравнению с применением для этой цели лопаточного диффузора.

В процессе экспериментов контроль параметров осуществляется стандартными средствами измерений.

Первым этапом исследований, результаты которых представлены на