

На рис. 4 и 5 показана зависимость введенных параметров оптимизации N и N' от потребной степени охлаждения для различных степеней регенерации. Из графиков следует, что для каждой степени охлаждения существует однозначная величина степени регенерации ξ , позволяющая осуществить работу схемы в наиболее выгодном энергетическом режиме.

В ы в о ды

1. Максимумы энергетической эффективности ограничены заданной величиной степени охлаждения.

2. Наиболее полно качественную сторону работы схемы характеризуют введенные параметры оптимизации, учитывающие термодинамическое совершенство процесса охлаждения, качественное использование холодопроизводительности и величину степени охлаждения.

3. Исследованная в работе схема на 20% превосходит по адиабатному к.п.д. известные схемы.

Л и т е р а т у р а

1. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969.

2. Пиралишвили Ш.А. Исследование вихревой трубы с дополнительным потоком. Дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук.-Куйбышев: КуАИ, 1971.

УДК 532.527

В.М.Кудрявцев, В.М.Сукчев, Г.П.Токарев, А.Ю.Цыбров

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

В работе [1] для учета отклонения от изэнтропного радиального распределения параметров в сопловом сечении вводится показатель политропы. В работе представлена термодинамическая оценка, возникающая при этом явлении. До машинного счета и, следовательно, до получения расчетных характеристик авторы не дошли. Основным выводом работы в том, что совпадение теории с экспериментом получится в области, где $n < K$.

В работе [2] также принимается политропное распределение параметров, но уже для определения численных значений n используется уравнение сохранения энергии для теплоизолированной вихревой трубы при $M = 1$. Найденное значение n использовалось неизменным при расчете зависимости эффекта охлаждения от массовой доли охлажденного газа и только на критическом режиме, т.е. расчетных характеристик в широком диапазоне T автором не получено.

В данной работе также сделана попытка учета неадиабатности распределения параметров по радиусу ВТ.

Рассмотрим уравнение энергии для совершенного газа в цилиндрических координатах:

$$\rho C_p U_r \frac{\partial T}{\partial r} + \rho C_p U_z \frac{\partial T}{\partial z} = U_r \frac{\partial p}{\partial r} + U_z \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (I)$$

В режиме работы трубы при $\mu \rightarrow 0$ осевые и радиальные скорости в вынужденном вихре будут незначительны по величине, осевые градиенты температуры и давления также малы. Следовательно, пренебрегая в уравнении (I) величинами второго порядка малости

$$U_z \frac{\partial p}{\partial z} \rightarrow 0 \quad \text{и} \quad U_r \frac{\partial T}{\partial z} \rightarrow 0,$$

имеем $\rho C_p \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r}$ или $\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\kappa-1}{\kappa} \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial r}$,

т.е. закон адиабатного распределения параметров по радиусу ВТ. Следовательно, при работе трубы в режиме $\mu \rightarrow 0$ правомерно принять адиабатное распределение параметров.

При работе ВТ в режиме $\mu \rightarrow 1$ осевые градиенты температуры и давления становятся значительными, а осевые скорости сравнимы с входными и пренебрегать ими в уравнении (I) нельзя. Поэтому для установления характера процесса целесообразно пользоваться понятием мгновенного показателя термодинамического процесса, определяемого соотношением [3]

$$m = \frac{dp}{p} / \frac{ds}{s}.$$

Интегрирование уравнений движения газа при радиальном распределении статических параметров $\frac{\partial p}{\partial r} = m \frac{p}{s} \frac{\partial p}{\partial r}$ позволяет получить распределение статического давления в виде

$$p = p_1 \left[\left(\frac{r}{r_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} + \frac{\kappa(m-1)}{2m} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{r_1^2} \right]^{\frac{m}{m-1}}$$

Следовательно, распределение статической температуры и плотности в вынужденном вихре имеет вид

$$T = T_1 \left[\left(\frac{r}{r_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} + \frac{\kappa(m-1)}{2m} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{r_1^2} \right],$$

$$\rho = \rho_1 \left[\left(\frac{r}{r_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} + \frac{\kappa(m-1)}{2m} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{r_1^2} \right]^{\frac{1}{m-1}}.$$

Из условия равенства давлений на границе сопряжения свободного и вынужденного вихрей получим уравнение относительно \bar{r}_2 :

$$\left[\left(\frac{r}{r_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} + \frac{\kappa(m-1)}{2m} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{r_1^2} \right]^{\frac{m}{m-1}} - \left[1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = 0.$$

При наличии прямых и обратных токов в отверстии диафрагмы величина осевой скорости на радиусе \bar{r} может быть выражена [4]:

$$U_z^2 = \frac{2K}{K-1} RT \left[1 - \left(\frac{P_x}{P} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \quad - \text{ для прямых}$$

$$(U_z')^2 = \frac{2K}{K-1} RT \left[1 - \left(\frac{P}{P_x} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \quad - \text{ для обратных токов.}$$

Выражение для среднemasовой полной температуры холодного потока

$$T_x^* = \frac{\int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_b} \rho U_z T^* \bar{r} d\bar{r} - \int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_b} \rho U_z' T^* \bar{r} d\bar{r}}{\int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_b} \rho U_z \bar{r} d\bar{r} - \int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_b} \rho U_z' \bar{r} d\bar{r}}$$

где \bar{r}_a - радиус нулевой осевой скорости,

$$T^* = T + \frac{U_w + U_z^2}{2c_p}$$

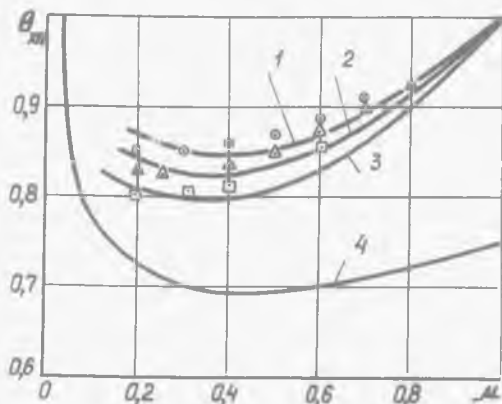
Полная температура холодного потока $T_{хл}^*$ с учетом подмешивания пограничного слоя определится из уравнения теплового баланса

$$(M + M_n) T_{хл}^* = M T_x^* + M_n T_n^*$$

Отсюда можно выразить относительную температуру $\theta_{хл}$ холодного потока в случае подмешивания к нему пограничного слоя:

$$\theta_{хл} = \frac{T_{хл}^*}{T_n^*} = \frac{M \theta_x + M_n}{M + M_n} = \frac{\theta_x + M_n/M}{1 + M_n/M}$$

В данной работе θ_x , M и M_n определялись по выведенным в работе [1] соотношениям.



Р и с. 1. Расчетные характеристики ВТ: $\Delta r_p = 0,008$ м; $\bar{a}_0 = 0,5$; $P_c = 0,1$; воздух; 1, $\theta_{нл} = 4$; 2, $\Delta \theta = 5$; 3, $\theta_{нл} = 6$ - расчетные характеристики и экспериментальные данные; 4, $\theta_{нл} = 5$ - предельные характеристики [1]

Экспериментальные данные работы [5], как и приведенные выше рассуждения, указывают на зависимость m от величины M , причем для вихревой трубы, работающей в режиме $M \rightarrow 0, m \rightarrow K$.

Предполагая линейную зависимость m от M , получим $m(M) = K - (K - m_{M=1})M$.

Показатель процесса m при $M = 1$ определяется из условия сохранения

массы и энергии для теплоизолированной ВТ:

$$G_1 = G_x(m, T_1) \quad \text{и} \\ T_1^* = T_x^*(m, T_1).$$

Значение показателя процесса m и соответствующие данному значению степени расширения на оси ВТ определялись численно (ЭВМ М-4030, FORT-RAN-4).

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 энергоделении 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 энергоделения 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: