

Минимальная достижимая температура для рассматриваемой схемы определится условием $\Delta T = 0$.

В этом случае для $\pi = 4$; $q = 8 \text{ кВт/м}^2$; $T_0 = 360 \text{ К}$ получим $\theta_c = 0,65$ и $(T_x)_{min} = 155 \text{ К} = -118^\circ\text{С}$.

На рис. 4 приведены значения температуры холодного потока в зависимости от располагаемой степени расширения и тепловой нагрузки. Кривые показывают, что при умеренных располагаемых степенях расширения в рассмотренной схеме можно получить значительные эффекты охлаждения, превышающие возможности регенеративных схем с делящей вихревой трубой.

Л и т е р а т у р а

И. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969. - 183 с.

УДК 533.697.3

А.Н. Ш т ы м

О ПРАВОМЕРНОСТИ НЕКОТОРЫХ ДОПУЩЕНИЙ ПРИ АНАЛИЗЕ ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА

В подавляющем большинстве работ по вихревому эффекту соотношения между параметрами потоков находятся в предположении об изоэнтропичности и внутренней адиабатности вращающегося потока газа.

Такой подход позволяет использовать конкретные термодинамические зависимости, которые затем правятся эмпирическими коэффициентами, и поскольку отклонения расчетных интегральных величин от опытных оказываются незначительными, то делается вывод о правомерности принятых допущений и справедливости предлагаемой модели эффекта. При этом, как правило, не делается сопоставление расчетных параметров с действительными в объеме ВТ и численная оценка достоверности исходных допущений.

Между тем, располагая данными по давлениям и температурам на входе и выходе из ВТ, можно установить величину возрастания энтропии вследствие необратимости процесса вихревого энергоразделения:

$$\Delta S^* = \mu \Delta S_x + (1 - \mu) \Delta S_r,$$

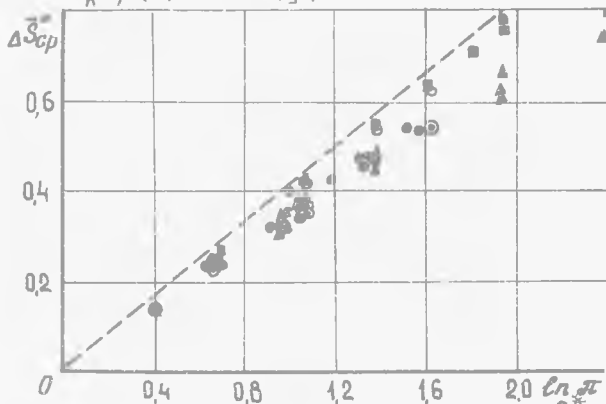
где $\Delta S_x = S_v \frac{n_x - k}{n_x - 1} \ln \frac{T_x^*}{T_1^*}$ и $\Delta S_r = S_v \frac{n_r - k}{n_r - 1} \ln \frac{T_r^*}{T_1^*}$ соответственно, величины изменения удельной энтропии охлажденной и подогретой частей потока.

На рис. 1 приведены безразмерные величины $\Delta \bar{S}^* = \frac{\Delta S^*}{C_v}$ в зависимости от μ при различной степени расширения холодного потока $\bar{\pi} = P/P_x$.

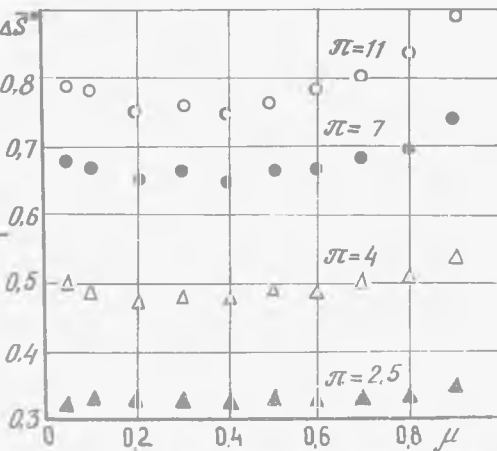
Как видно, величина $\bar{\pi}$ оказывает определяющее влияние ΔS^* на ΔS^* . По своей природе вихревой эффект в первую очередь связан с диссипацией механической энергии в сильно закрученном потоке вязкого газа [1,2], т.е. с величиной $\Delta \bar{S}^*$. Об этом наглядно свидетельствует рис. 2, на котором нанесены осредненные по μ при $\bar{\pi} = idem$ значения ΔS_{cp}^* , полученные при обработке опытных данных различных авторов. В первом приближении величина ΔS_{cp}^* может быть представлена логарифмической зависимостью $\Delta S_{cp}^* = a \ln \bar{\pi}$,

где коэффициент пропорциональности a учитывает физические особенности газа, конструктивные характеристики вихревого устройства и другие факторы. Эксергия потока сжатого газа, находящегося в тепловом и механическом неравновесии с окружающей средой (T_0, P_0),

$$E_1 = P T_0 \left[\ln \bar{P}_1 + \frac{K}{K-1} (\bar{T}_1 - 1 - \ln \bar{T}_1) \right],$$



Р и с. 2. Зависимость осредненных величин ΔS_{cp}^* по данным опытов: \blacktriangle - Р.Хильша; \odot - М.Сузуки; \blacksquare - К.Эльзера; \blacklozenge - М.Хох; \circ - В.П.Алексеева; \bullet - [4]



Р и с. 1. Влияние μ и $\bar{\pi}$ на величину ΔS^* (по обработанным данным Р.Хильша)

где $\bar{T}_1 = \frac{T_1}{T_0}$ и $\bar{P}_1 = \frac{P_1}{P_0}$ - безразмерные параметры потока на входе в трубу. Величина эксергетического к.п.д. процесса вихревого энергоразделения газа, близкого по свойствам к идеальному, примет вид

$$\eta_e = 1 - \frac{T_0 C_v \Delta \bar{S}^*}{e_1}$$

Поскольку в большинстве опытов величина $\bar{T}_1 \approx 1$, то для них запись выражения η_e упрощается:

$$\eta_e = 1 - \frac{\alpha}{k-1} \frac{\ln \bar{T}_1}{\ln \bar{P}_1}$$

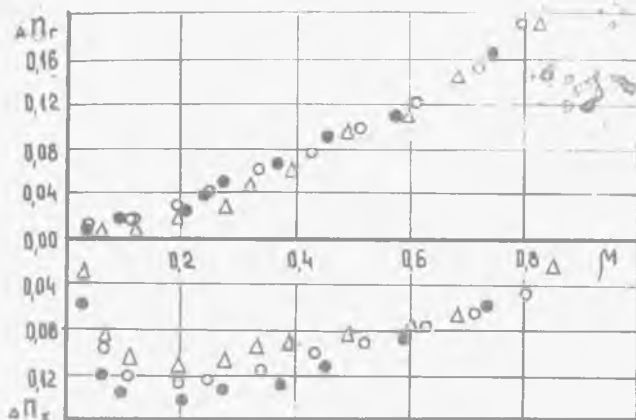
На рис. 2 пунктирной линией показаны максимально возможные значения $\Delta \bar{S}_{max}^* = (k-1) \ln \bar{P}_1$, что соответствует $\eta_e = 0$, в случае $\bar{P}_1 = \bar{T}_1$ при $k = 1,4$.

Вычисления действительных величин η_e подтверждают значительные потери работоспособной энергии при вихревом эффекте, т.е. существенную неизэнтропийность этого процесса. Для двухатомных газов (см. рис. 2) коэффициент $\alpha \approx 0,33$, следовательно η_e при $\bar{T}_1 = \bar{P}_1$, не превышает 20%. Исходя из этого при анализе вихревого эффекта более оправданны поиски связи вихревого эффекта с его необратимостью, чем исходное допущение о его изэнтропийности.

Так, например, если сопоставить традиционную характеристику ВТ с изображенной на рис. 1, то оказывается, что результирующий температурный эффект различен практически при неизменной величине $\Delta \bar{S}^*$, но отличной от 0. Объяснение этой закономерности, в частности, позволит целенаправленно оптимизировать ВТ.

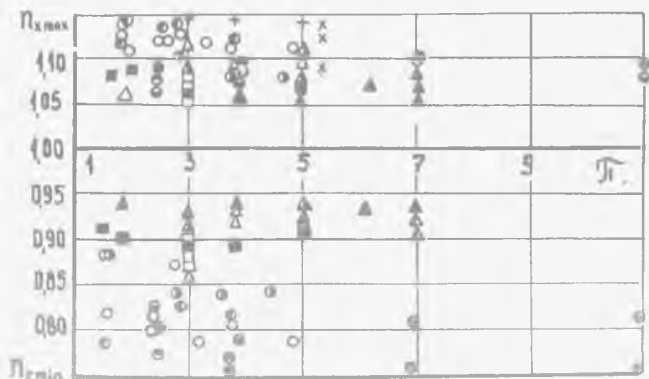
Следствием допущения об изэнтропийности является предположение о внутренней адиабатности вихревых устройств, отклонения от которой также можно проследить по интегральным параметрам, вычислив показания политроп холодного (n_x) и горячего (n_r) потоков [3]. На рис. 3 приведена характеристика ВТ в безразмерных координатах $\Delta n_r = f(\mu)$ и $\Delta n_x = \varphi(\mu)$, где $\Delta n_r = 1 - n_r$ и $\Delta n_x = n_x - 1$. В такой системе координат термодинамически сопоставимы различные вихревые устройства. При этом величины Δn_x и Δn_r взаимосвязаны исходя из первого и второго начал термодинамики, что исключает введение только одного показателя политропы процесса расширения при термодинамическом моделировании вихревого эффекта.

На рис. 4 показана выборка экстремальных величин n_{rmin} и n_{rmax} из аналогичных рис. 3 характеристик ВТ, построенных по исходным данным различных авторов. Приведенные ранее [4] изменения показателя процесса расширения в различных сечениях трубы, который вычислялся по параметрам потока у стенки и на текущем радиусе данного сечения трубы, а также рис. 3 и 4 показывают, что действительный процесс расширения при вихревом эффекте значительно отклоняется от адиабатного.



Р и с. 3. Характеристика вихревой трубы $d = 66 \text{ мм}$ при степени расширения: 2 - ● ; 3 - ○ ; 5 - Δ

При анализе вихревого эффекта принципиальным является предположение характера изменения по радиусу трубы тангенциальной составляющей скорости, для которой обычно принимается закон потенциального ($v = \text{const}$), твердого ($\omega = \text{const}$) вращения или их комбинация. Многочисленные опытные данные по аэродинамике различных циклонно-вихревых устройств свидетельствуют о том, что указанные закономерности могут рассматриваться только как предельные или частные, которые реализуются при определенных



Р и с. 4. Экстремальные значения показателей политроп вихревых труб по данным публикаций за период с 1946 по 1980 гг.

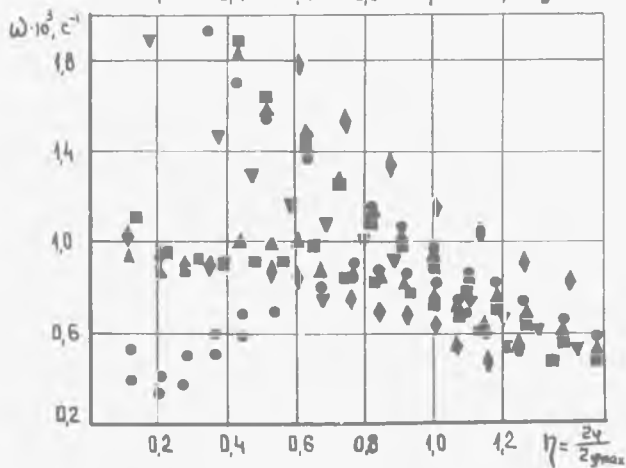
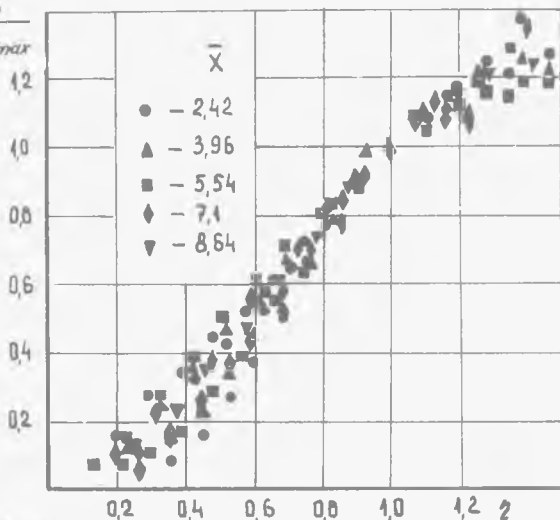
условиях. В большинстве же случаев имеет место непрерывный переход от квазипотенциального вращения к квазитвердому с протяженной переходной зоной между ними. Вихревые трубы в этом отношении не являются исключением, что наглядно иллюстрирует рис. 5. Упрощенное представление о тангенциальной скорости существенно сказывается при переходе от осредненных параметров потока к оценке его турбулентной структуры [5].

Несмотря на полувековую историю вихревого эффекта, до настоящего времени нет общепризнанного его объяснения со строгими аналитическими зависимостями, объединяющими интегральные (на входе и выходе) и текущие параметры потока в объеме вихревого устройства. Значительное количество исследований и сейчас направлено на расширение области применения вихревых устройств, а также на попытки объяснить вихревой эффект, исходя из упрощенных представлений о закрученном потоке вязкого газа. При этом отсутствие должной последовательности и преемственности в работах по вихревому эффекту, принятие физически противоречивых допущений, а иногда игнорирование известных сведений о структуре потока способствуют росту числа публикаций, но не постижению сути вихревого энергоразделения. В данном случае вполне уместно замечание "хотя исследованию вихревых течений и автономных решений посвящена обширная литература, но часто найденным частным решениям очень трудно приписать реальный физический смысл" [6].

Л и т е р а т у р а

1. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. - 670 с.
2. Меркулов А.П. Энергетика и необратимость вихревого эффекта. - В сб.: Вихревой эффект и его промышленное применение. - Куйбышев, 1981, с. 5-9.
3. Штым А.Н., Упский В.А. К термодинамическому анализу вихревых труб. - В сб.: Тезисы докладов II Всесоюзной научно-технической конференции "Вихревой эффект и его промышленное применение". - Куйбышев, 1975, с. 4.
4. Штым А.Н., Упский В.А. Термогазодинамическое обобщение параметров потока при вихревом энергоразделении в адиабатных условиях. - В сб.: Вихревой эффект и его промышленное применение. - Куйбышев, 1981, с. 22-25.
5. Штым А.Н. К определению касательного напряжения трения во вращающемся потоке газа. - В сб.: Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленного применения. - Куйбышев, 1974, с.201-205.

$$\bar{\Gamma} = \frac{V_p z_p}{V_{pmax} z_{pmax}}$$



Р и с. 5. Изменение безразмерной циркуляции $\bar{\Gamma}$ и угловой скорости ω в различных сечениях X при $\mu = 0 - 0,67$ [4]