

Ш.А.Пиралишвили, Б.В.Барановский

ОЦЕНКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ПРОЦЕССА ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ

(Рыбинский авиационный технологический институт)

Показана хорошая корреляция введенного параметра η при соблюдении некоторых очевидных условий сравнения с традиционно используемыми η_t и φ_{ag} , что позволяет сделать вывод о работоспособности и достоверности введенного параметра.

Процесс энергетического разделения в вихревых трубах (ВТ) в основном обязан радиальным перемещениям конечных микрообъемов газовых элементов турбулентного характера, которые могут рассматриваться как кванты газодинамического взаимодействия. Турбулентное движение при наличии градиента осредненной скорости связано с появлением турбулентных напряжений трения в потоке. Таким образом, процесс энергоразделения неотделим от процесса диссипации части вводимой кинетической энергии в тепло.

Начиная с Хильша [1], температурная эффективность энергоразделения в ВТ оценивалась $\eta_t = \Delta t_x / \Delta t_s$, где Δt_x — эффект охлаждения в реальной ВТ; Δt_s — эффект охлаждения идеального, изоэнтропного детандера, срабатывающего тот же перепад давления. Она характеризует ВТ как холодильную машину, но не учитывает всю газодинамическую глубину процесса.

Качество процесса энергоразделения может быть оценено внутренним адиабатным КПД $\eta = \Delta t / \Delta t_{ug}$, где $\Delta t = t_r - t_x$ — величина действительного температурного эффекта, Δt_{ug} — величина предельно возможного температурного эффекта при отсутствии потерь давления, вызванных турбулентными напряжениями трения. Это отношение связано с величиной изменения давления

ISBN 5-230-16926-5

Вихревой эффект
и его применение в технике.
Самара, 1992

$$\Delta t / \Delta t_{ug} = (\Delta P / \Delta P_{ug})^{\frac{\kappa-1}{\gamma}} \quad (I)$$

В (I) $\Delta P_{ug} = \Delta P + \Delta P_T$ - изменение давления в идеально работающей ВТ, ограниченной сечениями с адиабатным распределением параметров. Процесс энергоразделения в ней плотностью завершен, а величина ΔP_{ug} соответствует температурному эффекту Δt_{ug} . Под ΔP понимается потеря давления в реальном процессе, соответствующая реальному температурному эффекту. Величина турбулентных потерь трения ΔP_T вычисляется по закону трения и закону распределения окружной скорости. Из обобщенного уравнения Бернулли

$$[2] \quad -dP_T/\rho = d(V^2/2) + g dz + dL_{mex} + dL_{mp}$$

в силу принятых допущений и с учетом перехода к конечным разностям

$$\Delta P_T = \rho \Delta \ell_{mp} \quad (2)$$

Удельную работу $\Delta \ell_{mp}$ вычислим через мощность трения

$$\Delta \ell_{mp} = \frac{\int_0^{\Delta \ell} 2\pi r \Delta \ell \tau \left| \frac{dV_\varphi}{dz} \right| dz \frac{\Delta \ell}{V_\varphi}}{\rho \pi r_2^2 \Delta \ell} \quad (3)$$

где \bar{V}_φ - осредненная величина окружной составляющей скорости, $\Delta \ell$ - участок камеры энергоразделения осевой протяженностью.

В (3) комплекс $2\pi r \Delta \ell \tau$ - полная сила трения. Числитель состоит из мощности трения и величины $\Delta \ell / V_\varphi$ - времени перемещения газа от входного сечения цилиндра длиной $\Delta \ell$ до выходного.

Вихревое напряжение трения из оценки интенсивности турбулентности [3]

$$\tau_T = 0.3 q = 0.45 \varepsilon^2 \rho V_\varphi^2 \quad (4)$$

Величина турбулентных потерь трения с учетом распределения окружной скорости по сечению трубы примет вид

$$\Delta P_T = 0.45 \rho \varepsilon^2 V_\varphi^2 \frac{\Delta \ell}{V_\varphi} \left(\omega \frac{r_2^2}{r_1^2} + 2 \frac{V_\varphi r_2}{r_1^2} \ln \frac{r_1}{r_2} \right), \quad (5)$$

где ω - угловая скорость вынужденного вихря; z_2 - радиус разделения вихрей.

В реальном процессе изменение давления Δp обусловлено радиальным градиентом давления. Из уравнения радиального равновесия

$$d\rho/dz = \rho V_\varphi^2 / z. \quad (6)$$

Учитывая переменность плотности ρ по сечению и раскладывая ее функцию в ряд Тейлора после преобразований, выражение для дифференциала ρ приводим к виду

$$d\rho \approx \rho_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z^2}{z_1^2} \right), \quad (7)$$

тогда (6) переписывается с учетом (7)

$$\frac{d\rho}{dz} = \rho_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z^2}{z_1^2} \right) \frac{V_\varphi^2}{z}, \quad (8)$$

а интеграл выражения (8) будет

$$\Delta p = \frac{\rho_0 V_\varphi^2}{2} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^2 + \left(1 - \frac{z_2^2}{z_1^2} \right) + \frac{z_2^2}{z_1^2} \ln \frac{z_1}{z_2} \right]. \quad (9)$$

Подставляя (5), (9) в (1), получаем

$$\eta = \left\{ \frac{2 + z_2^2 \left[\ln(1/\bar{z}_2) - 0.75 \right]}{2 + \bar{z}_2^2 \left[\ln 1/\bar{z}_2 - 0.75 \right] + 1.8 \varepsilon^2 \frac{\Delta p}{S} \left[1 + 2 \ln(1/\bar{z}_2) \right]} \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (10)$$

Наиболее вероятное значение относительного радиуса разделения вихрей $\bar{z}_2 \approx 0.8-0.85$, тогда (10) можно переписать для $\bar{z}_2 = 0.8$ как

$$\eta = \left[\frac{1}{(1 + 1.135 \varepsilon^2 \Delta p / S)} \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad (11)$$

где $\Delta p = \Delta p / 2 z_1$ - относительная длина камеры энергоразделения; $S = V_z / V_\varphi$ - параметр закрутки потока.

Величина η зависит от геометрических, режимных параметров и от интенсивности турбулентности. Формула (11) отражает очевидное противоречие ВТ. С одной стороны, необратимость процесса возраста-

ет с ростом интенсивности турбулентности, а с другой – с ее ростом возрастает η .

В прямоточной схеме генерация турбулентности обусловлена взаимодействием окружной составляющей скорости. В противоточной трубе возникает дополнительный источник за счет встречных осевых перемещений периферийного и приосевого вихрей, поэтому максимальная эффективность у противоточных труб достигается на существенно более коротких длинах. Аналогичное влияние на величину η оказывают конструктивные решения, усиливающие генерацию турбулентности, в частности: крестовина А.П.Меркулова [1], лопаточный диффузор В.И.Метенина [1], дополнительный поток автора [4] или рециркуляция подогретого потока [1].

По выражению (II) для различного сочетания величин \bar{P} и S , взятых на основании анализа наиболее часто встречающихся в практике конструкций ВТ $3 \leq \bar{P} \leq 20$; $0,05 \leq S \leq 0,2$ приведены расчеты. Интенсивность турбулентности на основании оценок принята равной $\mathcal{E} = 0,258$. Получены следующие результаты расчетов:

\bar{P}	3	6	9	12	20	3	6
S	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,1	0,1
η	0,613	0,5	0,463	0,431	0,374	0,714	0,613

\bar{P}	9	12	20	3	6	9	12	20
S	0,1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
η	0,556	0,5	0,452	0,806	0,714	0,656	0,613	0,541

Внутренний адиабатный КПД не может непосредственно сравниваться с используемым в практике адиабатным КПД $\varphi_{ag} = \mu_x \Delta t_x / \Delta t_s$.

Сопоставим вычисленные значения η с φ_{ag} , соблюдая некоторые условия сравнения. Прямоточная труба имеет большую длину $\bar{P} \gg 20$ и сравнительно малую интенсивность закрутки $S = 0,05$ при относительной доле охлажденного потока $\mu = 0,7$. Величина температурного эффекта охлаждения составляет примерно половину от общего температурного эффекта. Поделив табличное значение η на "два" и умножив результат на 0,7, получим $\varphi_{ag}^{расч} = 0,131-0,151$.

Опыты дают близкий результат $\varphi_{ag} = 0,15$. Противоточная ВТ $3 \leq \bar{P} \leq 9$, а $S = 0,1$. Максимальная холодопроизводительность достигается при $\mu = 0,7$. В процессе расчетов получается $\varphi_{ag}^{расч} = 0,214-0,25$. Опытная величина адиабатного КПД $\varphi_{ag} = 0,25-0,28$. ВТ с дополнительным потоком характеризуется малой длиной $\bar{P} = 3$ и сравнительно большой по длине средней интенсивностью закрутки $S = 0,2$. Максимальная холодопроизводительность наблюдается на режиме $1 \leq \mu \leq 1,2$. На основе вычисленных значений внутреннего адиабатного КПД получим $\varphi_{ag}^{расч} = 0,403-0,424$. Расчетное значение $\varphi_{ag} = 0,39-0,4$. Проведенные сопоставления свидетельствуют об устойчивой коррелированной связи между внутренним адиабатным КПД η и адиабатным КПД φ_{ag} вихревых труб.

Библиографический список

1. Вихревые аппараты /А.Д.С у с л о в и др.: Под ред. А.Д.С у с л о в а. М.: Машиностроение, 1985. 256 с.
2. Д е й ч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 256 с.
3. Ш е ц Дж. Турбулентное течение. Процессы вдува и перемешивания. М.: Мир, 1984. 247 с.
4. П и р а л и ш в и л и Ш.А. Физико-математические модели процесса энергоразделения в вихревых термотрансформаторах Ранка /Андропов. авиац. технолог. ин-т. Андропов, 1985. 94 с. Деп. в ВИНТИ 04.01.85. № 160-85.