

трубы и определяют влагосодержание получаемых в ней потоков воздуха.

Для регулирования процесса конденсации паров воды в вихревой трубе и получения её улучшенных рабочих характеристик было применено профилирование соплового ввода и диафрагма с конической вставкой. Результаты продувок подобной вихревой трубы (рис.2) подтверждают правильность сделанных выше выводов, а также показывают возможность получения холодного потока в этих вихревых трубах с температурой точки росы не выше температуры самого потока, что открывает более широкие возможности для применения их в различных отраслях народного хозяйства.

Л и т е р а т у р а

1. Мартыновский В.С., Алексеев В.П. Исследование эффекта вихревого температурного разделения газов и паров, ЖТФ, 1956, № 26, вып.10.
2. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М., "Машиностроение", 1969.
3. Гуляев А.И. Исследование вихревого эффекта. ЖТФ, 1965, № 35, вып.10.

А.П. Лепявко

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ЭНЕРГООБМЕНА МЕЖДУ ПОТОКАМИ ГАЗА ВНУТРИ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Принятые обозначения

c_p - изобарная теплоёмкость

ρ, ρ, T - осредненные плотность, давление и температура

v_x, v_z, v_z' - компоненты вектора осредненной скорости

v_z', v_z' - пульсационные составляющие скорости

T' - пульсация температуры

r - текущий радиус

r_0 - радиус разделения осевых потоков

d_1 - диаметр трубы в сопловом сечении

ϵ - кинематический коэффициент турбулентной вязкости

ϵ_q - коэффициент турбулентной теплопроводности

q - тепловой поток

c - коэффициент теплопередачи

μ' - динамический коэффициент молекулярной вязкости

A, β - коэффициент пропорциональности, k - показатель адиабаты

G - массовый расход

F - площадь

И н д е к с ы :

0 - параметры торможения
 00 - параметр торможения газа
 при входе в вихревую трубу
 C - параметры газа в сопловом
 сечении

i - параметры внутренне-
 го потока
 e - параметры периферий-
 ного потока

Уравнение баланса энергии стационарного осесимметричного турбулентного потока в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$\rho c_p \left(v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left(z \lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c_p z \overline{v_r' T'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \rho c_p \overline{v_r' T'} \right) + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \Phi. \quad (1)$$

Учитывая тепло, выделяемое при сжатии частицы газа, попадающей при пульсационном движении в область повышенного давления можно записать [1], [2]:

$$-\overline{v_r' T'} = \varepsilon_q \left[\frac{\partial T}{\partial z} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ad} \right]; \quad -v_r' T' = \varepsilon_q \left[\frac{\partial T}{\partial z} - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ad} \right].$$

Тогда пренебрегая молекулярной теплопроводностью и осевым потоком тепла, получим упрощенное уравнение баланса энергии для потока газа в вихревой трубе

$$\rho c_p \left(v_z \frac{\partial T}{\partial z} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho c_p \varepsilon_q z \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{v_r^2}{2 c_p} \right) \right] + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \Phi \quad (2)$$

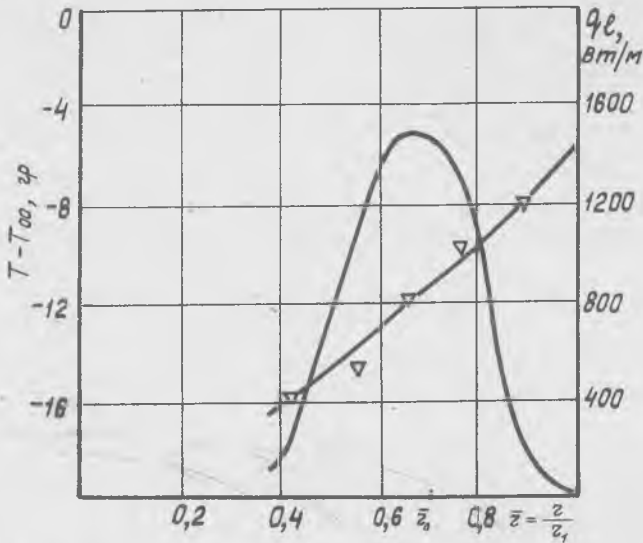
Для закрученного турбулентного потока член уравнения, учитывающий тепло, выделяющееся вследствие вязкой диссипации, имеет вид

$$\Phi = \rho \varepsilon \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_r}{z} \right)^2.$$

Уравнение (2) может быть решено, если известны поля скоростей и давлений внутри вихревой трубы. Решение уравнения (2), проведенное на основании экспериментальных данных Бруана [3] представлено на рис.1 (кривая a). На том же рисунке приведены экспериментально замеренные значения температуры.

Кривая b (см.рис.1) представляет изменение количества тепла передаваемого в радиальном направлении $q_r = -\rho c_p \varepsilon_q 2\pi z \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{v_r^2}{2 c_p} \right)$. Максимум передаваемого тепла совпадает с радиусом разделения внут-

ренного и периферийного потоков $z_0 (v_z = 0)$. Таким образом,



Р и с. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных значений температуры и тепловых потоков:

--- а - $T - T_{00}$; - б - $T - T_{00} q_c$

процесс энергообмена внутри вихревой трубы можно представить в первом приближении как процесс теплообмена между осевыми потоками газа. Однако на процесс теплообмена значительное влияние оказывает радиальный градиент давления.

При $\mu > 0,2 - 0,25$ внутри вихревой трубы существуют два потока газа, внутренний, направленный к диафрагме, и внешний, направленный к дросселю горячего потока. Изменение полной температуры обоих потоков по длине вихревой трубы будет определяться теплообменом между ними. Учитывая, что

$$dT_{0i} \approx dT_i ; dT_{0e} \approx dT_e + d\left(\frac{v^2}{2c_p}\right)$$

можно записать уравнения для изменения статической температуры потоков T_i и T_e по длине вихревой трубы

$$d T_i = \frac{C(T_i - T_e + \Delta T_{ad})}{G_i c_p} dF ; \quad (3)$$

$$dT_e = \frac{C(T_i - T_e + \Delta T_{ad})}{G_e c_p} dF - d\left(\frac{v_y^2}{2c_p}\right), \quad (4)$$

где $\Delta T_{ad} = \int_0^{z_1} \frac{v_y^2}{2c_p} dz$ - перепад температур при изоэнтропном расширении от давления на периферии трубы до давления в центре.

Коэффициент теплопередачи C может быть найден путем анализа экспериментальных данных по замеру параметров газа внутри вихревой трубы

$$C = \frac{-\rho c_p \varepsilon_g \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{v_y^2}{2c_p} \right)_{z=z_0}}{T_i - T_e + \Delta T_{ad}}$$

В первом приближении

$$C = A c_p v_y \rho. \quad (5)$$

Закон изменения окружной скорости может быть определен из уравнения движения. При малых значениях радиальной скорости, что имеет место в вихревой трубе, из уравнения для окружной скорости можно получить

$$\rho v_z \frac{dv_y}{dz} \sim \rho \varepsilon \frac{v_y}{d_i^2}. \quad (6)$$

Динамический коэффициент турбулентной вязкости $\rho \varepsilon$ при сильной закрутке приблизительно пропорционален тангенциальному числу Рейнольдса [5], [6], т.е.

$$\frac{\rho \varepsilon}{\mu'} \sim Re_y = \frac{v_y \rho d_i}{\mu'}. \quad (7)$$

Так как закрутка потока (отношение окружной составляющей скорости к осевой) при тангенциальном подводе газа обратно пропорциональна отношению площадей проходного сечения сопла к площади трубы, с учетом выражений (6) и (7) можно получить зависимость изменения окружной скорости по длине вихревой трубы

$$v_y = \frac{v_{y0}}{1 + \frac{b}{f_c} \frac{z}{d_i}}. \quad (8)$$

Принимая также, что массовые расходы внутреннего G_i и внешнего G_e потоков изменяются линейно по длине вихревой трубы $z_0 = 0,6$ и $\Delta T_{ad} \sim v_y^2$ получим уравнения, описывающие изменение статической температуры потоков по длине трубы, которые в безразмерном виде при критическом истечении из сопла записываются следующим образом:

$$\frac{d\theta_i}{dx} = \frac{2,4 \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} (1-\Lambda^2)^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \Lambda A \left[\theta_i - \theta_e + \frac{\theta_{ad}^e}{\left(1 + \frac{b}{f_c} x\right)^2} \right]}{\left(1 + \frac{b}{f_c} x\right) \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \mu m_e f_c} \quad (9)$$

$$\frac{d\theta_e}{dx} = \frac{2,4 \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} (1-\Lambda^2)^{\frac{1}{\kappa-1}} \Lambda A \left[\theta_i - \theta_e + \frac{\theta_{a\partial}^c}{\left(1 + \frac{\delta}{f_c} x\right)^2} \right]}{\left(1 + \frac{\delta}{f_c} x\right) \left(1 - \mu \frac{x}{l}\right) m_c f_c} - 2 \frac{\delta}{f_c} \frac{\Lambda^2}{\left(1 + \frac{\delta}{f_c} x\right)^2}, \quad (10)$$

где $\theta = \frac{T}{T_{00}}$; $\theta_{a\partial}^c = \frac{\Delta T_{a\partial}^c}{T_{00}}$; $\Lambda = \frac{v_{\varphi}^c}{\sqrt{2c_p T_{00}}}$; $x = \frac{z}{d_1}$;

Λ и $\theta_{a\partial}^c$ - определяются из анализа течения газа в сопловом сечении.

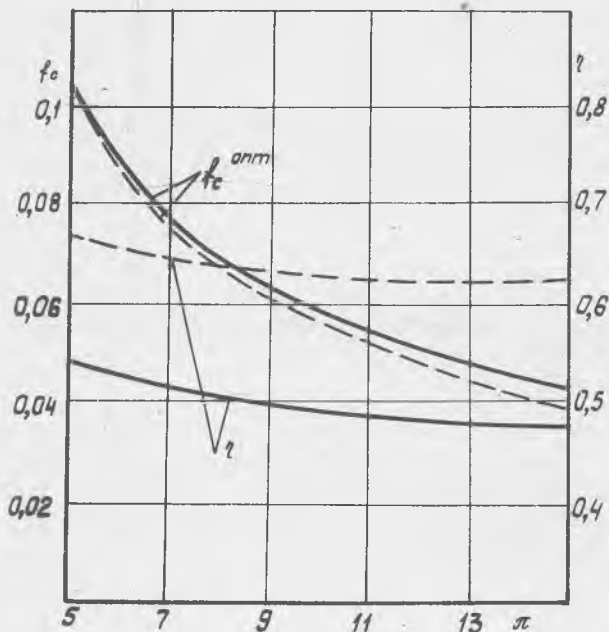


Рис. 2. Зависимость f_c и η от π

--- а --- расчетные значения;
 — б — экспериментальные

Уравнения (9) и (10) позволяют при $\mu > 0,2 - 0,25$ определить изменение температуры потоков по длине вихревой трубы, а также построить теоретическую характеристику вихревой трубы.

Анализ уравнений (9) и (10) показывает, что фактором, оказывающим определяющее влияние на протекание процесса энергообмена и, следовательно, на эффективность вихревой трубы оказывается вели-

чина относительной площади проходного сечения сопла, что было показано ранее в работе Суслова и Чижикова [4] путем применения к анализу процессов в вихревой трубе теории подобия.

При уменьшении размера сопла уменьшаются значения массовых расходов потоков внутри трубы и процесс теплообмена происходит более совершенно. С другой стороны, при этом происходит более быстрое снижение окружной скорости и, следовательно, интенсивность теплообмена снижается. Таким образом, величина относительной площади проходного сечения имеет некоторое оптимальное значение, которое зависит от режима работы вихревой труб.

На рис.2 приведена расчетная зависимость оптимального значения ϕ_{opt} от степени расширения газа в вихревой трубе при $\mu = 0,25$ (а). Здесь же показана зависимость $\phi_{opt}^{анн}$ от π , полученная экспериментально (б) в работе [4] и графики изменения температурной эффективности η , полученные расчетным путем (а) и экспериментально (б).

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. Хинце И.О. Турбулентность. М., 1963.
3. Bruun H.H. *Experimental investigation of the energy separation in vortex tubes. J. Mech. Engng. Sci., 1969, 11 No 6.*
4. Суслов А.Д., Чижиков Ю.В. Методика расчета вихревых холодильников. "Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленного применения". Труды первой научно-технической конференции. Куйбышев, 1974.
5. *Linderstzgem - Lang O.u Vortex tube with small radial flow. Part 1 Risd Report, 1970, N216*
6. *Keyes J.J Experimental study of Flow and Separation in Vortex Tubes With Application to Gaseous Fission Heating. ARS Journal Vol 31, 1961, N9.*