

Л и т е р а т у р а

1. Lilly D.G., Chiger N.A. Nonisotropic turbulent stress distribution in swirling flows from mean value distributions, *J.I. Heat and Mass transfer*, V.14, N4, 1971.
2. Hinze J.O., Van der Hegge Zijnen, *Transfer of Heat and matter in the turbulent mixing zone of an axially Symmetrical et*, *Apple. Sci. Res.* 435-461, 1949.
3. К о ч и н Н.Е., Теоретическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1963.
4. Allan R.A., Ph.D. Thesis, Department of Fuel Tech and Chem. Engineering, sheffield, England, 1970.
5. С т у р о в Г.Е. Турбулентный закрученный поток вязкой несжимаемой жидкости в длинной цилиндрической трубе. В сб. "Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта", Куйбышев, 1974.
6. У с т и м е н к о Б.П., З м е й н о в В.И., Б у х м а н М.А., Турбулентный перенос во вращающихся течениях несжимаемой жидкости, В сб. "Турбулентные течения". М., "Наука", 1970.

А.П. Меркулов, В.М. Кудрявцев

К ВОПРОСУ О ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ОЦЕНКЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ
ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА

Взгляд на природу вихревого эффекта энергетического разделения газов, как явствует из отечественной и зарубежной технической литературы, в последние годы установился.

Вихревой эффект обуславливается турбулентным переносом энергии в потоке вязкого сжимаемого газа при наличии в нем градиента статического давления, нормального к направлению осредненного движения.

Значительные градиенты статического давления легко реализуются в круговых потоках за счет возникающего в них поля центробежных сил, поэтому в них обеспечивается ярко выраженный вихревой эффект.

Высказанная нами ранее гипотеза взаимодействия вихрей, [1],[2] основанная на этом представлении всесторонне объясняет особенно-

сти вихревого эффекта и его предельные возможности.

В работах [1], [2], посвященных разработке теоретических основ вихревого эффекта на базе предложенной гипотезы, были найдены основные закономерности течения газового потока и предельные возможности энергетического разделения в вихревой трубе.

Экспериментальное исследование самовакуумирующейся вихревой трубы [3] дало хорошее качественное и количественное подтверждение теоретических выводов при малых значениях весовой доли холодного потока μ , когда эффект охлаждения приосевых слоев зависит, в основном, от предельных возможностей энергетического разделения в сопловом сечении.

С ростом весовой доли холодного потока все большее влияние на совершенство процесса оказывает общее отношение энергии периферийного (активного) потока к энергии приосевого вихря, необходимой для осуществления вихревого эффекта.

В последующих работах [4]-[6] дано уточненное аналитическое определение характеристик вихревой трубы с учетом располагаемой энергии в активном потоке.

Это уточнение позволило приблизить теоретические характеристики вихревой трубы к экспериментальным.

Последним этапом уточнения теоретических характеристик является введение рассматриваемого в настоящей работе ограничения по энергетическим возможностям с позиций второго начала термодинамики.

Втекающий через тангенциальные сопловые входы активный поток, близкий к потенциальному течению, интенсивно закручивает движущийся в противоположном осевом направлении высоко турбулизированный приосевой поток, имеющий закон вращения, сходный к твердому вращению и формирующийся на достаточном удалении от соплового сечения из элементов активного потока или из вводимого извне дополнительного потока.

За счет высокой турбулентности в приосевом потоке, имеющим высокий радиальный градиент статического давления, господствует тенденция к перераспределению статической температуры по закону адиабаты.

Совершенство этого процесса определяется энергетическими возможностями активного периферийного потока, передающего механическую энергию приосевому течению.

При малых соотношениях расходов периферийного и присоевого потоков (малых μ) имеет место наибольшее совершенство процесса энергообмена и в сопловом сечении экспериментально четко наблюдается адиабатное распределение температуры по радиусу.

На рис.1 приводятся полученные в работе [3] расчетные и экспериментальные распределения полной температуры по радиусу в самовакуумирующейся вихревой трубе не имеющей расхода холодного потока ($\mu = 0$).

Если присоевой поток через отверстие диафрагмы вытекает в окружающую среду в виде холодного потока, то по мере увеличения его весовой доли μ совершенство процесса энергообмена все более ограничивается располагаемой кинетической энергией активного потока.

Для удобства дальнейших рассуждений и оценки возможностей вихревого эффекта на больших μ рассмотрим вихревую трубу с дополнительным потоком, изображенную на рис.2.

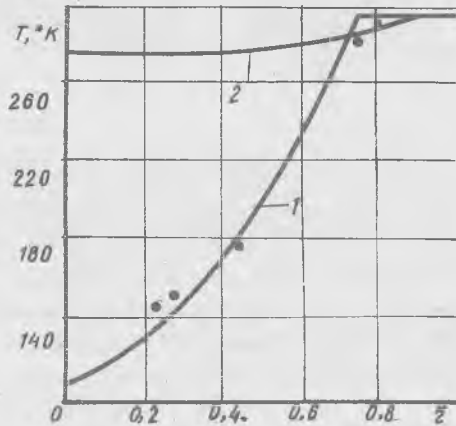
Через тангенциальные сопла I с общей площадью проходного сечения F_c в трубу поступает G_1 кг/сек сжатого газа, формирующего периферийный активный поток с распределением параметров, соответствующих потенциальному течению - закон постоянства момента количества движения по радиусу

$$G_1 v_{\varphi} r = const ;$$

адиабатное распределение статической температуры

$$\Gamma p^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} = const$$

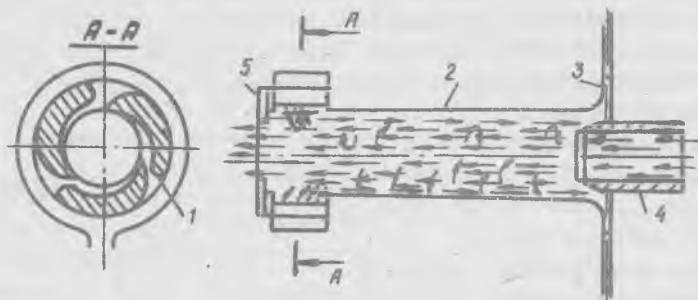
и постоянство полной температуры по радиусу.



Р и с. 1. Распределение полной температуры по \bar{z} :

1 - $\pi^* = 40$; 2 - $\pi^* = 1,4$

Взаимодействуя с присоевм потоком, активный поток проходит вихревую зону 2 и вытекает из неё в виде горячего потока с расходом G_r .



Р и с.2. Расчетная схема вихревой трубы:

1 - сопловые вводы; 2 - вихревая зона; 3 - диффузор;
4 - ввод дополнительного потока; 5 - диафрагма

С горячего конца через патрубок 4, имеющий радиус r_2 в вихревую трубу вводится G_2 кг/сек незакрученного дополнительного потока, который проходя через вихревую зону приобретает закон вращения твердого тела

$$\omega = v_{\varphi} r^{-1} = const$$

и вытекает через отверстие диафрагмы 5, в виде холодного потока с расходом G_x .

Таким образом, принимаем $G_r = G_r$; $G_2 = G_x$.

$$f = \frac{G_x}{G_r} = \frac{G_2}{G_r}$$

Предположим, что в результате энергетического взаимодействия активный поток расходует весь свой момент количества движения J_r на закрутку дополнительного потока, часть кинетической энергии - на турбулизацию и вытекает из вихревой зоны незакрученным:

$$J_1 = J_x ; J_r = J_2 = 0$$

Экспериментально установлено, что несмотря на интенсивность турбулентного массообмена между периферийным и присоевм потоками, среднemasсовая поверхность их разделения имеет цилиндрическую форму с радиусом r_2 .

Следуя гипотезе взаимодействия вихрей, будем считать, что турбу-

лентная составляющая энергии приосевого потока является (согласно второму началу термодинамики) энергетической основной передачи тепловой энергии от приосевых слоев к периферийным.

Запишем выражения для кинетической энергии кругового движения, которой располагают периферийный поток (свободный вихрь) E_c и приосевой поток (вынужденный вихрь) E_s в сопловом сечении

$$E_c = G_c \frac{v_{\varphi}^2}{2}; \quad (1)$$

$$E_s = \int_0^{z_0} 2\pi z^2 \rho v_z \frac{v_{\varphi}^2}{2} dz. \quad (2)$$

Условие равенства моментов периферийного и приосевого потоков дает нам выражение [5]

$$G_c z_1 v_{\varphi} = \int_0^{z_0} 2\pi z^3 \rho v_z v_{\varphi} dz. \quad (3)$$

Используя полученные в работе [1] распределения параметров по радиусу соплового сечения, можно рассчитать значения располагаемой кинетической энергии E_c активного потока, потребной кинетической энергии E_s приосевого потока и их разности $\Delta E = E_c - E_s$, которая преобразуется в энергию турбулентных пульсаций.

Результат расчета для одного из режимов представлен на рис.3.

Если переданной кинетической энергии оказывается недостаточно для обеспечения твердого вращения приосевых слоев, то распределение их окружной скорости будет описываться выражением:

$$v_{\varphi} z^{-n} = const, \quad (4)$$

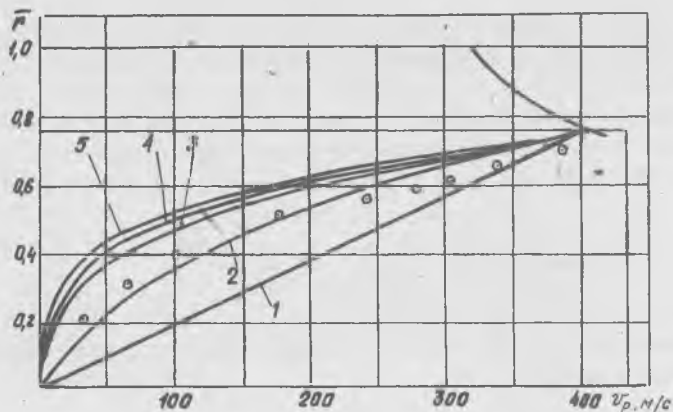
где $n > 1$.

Опыт подтверждает, что такой профиль окружной скорости имеет место при возрастании μ и сокращении длины вихревой зоны.

Баланс моментов количества движения (3) позволяет определить методом подбора значения показателя n и рассчитать профиль окружных скоростей для различных значений степеней расширения π_1 (различных μ).

Результаты расчета представлены на рис.3. Здесь же нанесены экспериментальные данные, полученные в работе [3].

Рассмотрим процесс охлаждения элементов приосевого потока.



Р и с.3. Распределение окружной скорости по радиусу:

при $P_1^* = 4 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\bar{F}_c = 0,1$, $T_1^* = 293 \text{ К}$, $1 - \pi_1 = 8$, $n = 1$;

$2 - \pi_1 = 3,86$, $n = 2$, $3 - \pi_1 = 3,15$, $n = 3$;

$4 - \pi_1 = 2,9$, $n = 4$; $5 - \pi_1 = 2,76$, $n = 5$

При перемещении на расстояние Δz элементарной массы газа d_m , за счет радиальной пульсационной скорости v_r' под действием внешнего давления она адиабатно сжимается, а затем изобарно охлаждается до температуры окружающего её в осевой позиции газа, отдав ему тепло. При обратном переходе элемент адиабатно расширяется и на новой позиции получает тепло от газа. Процесс турбулентного переноса будет происходить до установления адиабатного распределения статической температуры по радиусу.

В турбулентных молях совершаются при этом элементарные обратные циклы, работа которых производится за счет уменьшения кинетической энергии турбулентных пульсаций.

Таким образом, совершенство процесса охлаждения элементов приосевого потока определяется величиной преобразованной в турбулентность избыточной кинетической энергии ΔE , используемой для совершения работы в сумме элементарных циклов охлаждения.

В малых радиальных перемещениях Δz происходят малые изме-

нения давления Δp и температуры ΔT при их адиабатном расширении и сжатии.

Это позволяет заменить в элементарных циклах изобарный подвод тепла на изотермический и представить их в виде циклов Карно, что упрощает дальнейшие рассуждения.

Будем считать, что для установления адиабатного распределения температуры T по радиусу элемент охлаждается за счет обратного цикла Карно в интервале температур T_2 (температура дополнительного потока) и T .

В начале покажем, что замена суммы элементарных циклов, совершаемых между температурами T и $T + \Delta t$ на цикл, совершаемой при конечной разности температур не приводят к занижению потребной работы (рис.4).

Из выражения для холодильного коэффициента обратного цикла Карно

$$\varepsilon_n = \frac{q}{\ell} = \frac{T_{min}}{T_{max} - T_{min}}$$

определим работу ℓ необходимую для совершения цикла с переносом тепла q от нижнего к верхнему источнику.

Для суммарного цикла, совершаемого между температурами T и T_2

$$\ell_z = \frac{q}{T} (T_2 - T).$$

Если этот цикл изотермами отстоящими друг от друга на ΔT

разбить на m элементарных циклов, то $T_2 = T + m \Delta T$

и

$$\ell_z = q m \frac{\Delta T}{T}$$

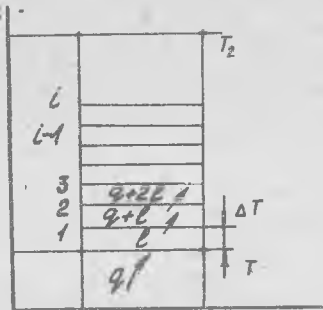
Для переноса тепла q в первом элементарном цикле между температурами T и $T + \Delta T$ потребная работа ℓ_1 составит

$$\ell_1 = \frac{q}{T} \Delta T = q \frac{\Delta T}{T}.$$

Во втором цикле, совершающемся в диапазоне температур $T + \Delta T$ и $T + 2 \Delta T$ от нижнего источника будет получено тепло

$$q + \ell_1 = q \left(1 + \frac{\Delta T}{T}\right).$$

Затраченная на его совершение работа составит:



Р и с.4. Расчетная схема цикла. 1,2,3 - номера циклов

$$l_2 = (q + l_1) \frac{T + 2\Delta T - T - \Delta T}{T + \Delta T} = (q + l_1) \frac{\Delta T}{T + \Delta T} =$$

$$= (q + q \frac{\Delta T}{T}) \frac{\Delta T}{T + \Delta T} = q \frac{\Delta T}{T};$$

для третьего

$$l_3 = (q + l_1 + l_2) \frac{\Delta T}{T + 2\Delta T} = (q + q \frac{\Delta T}{T} + q \frac{\Delta T}{T}) \frac{\Delta T}{T + 2\Delta T},$$

для i -го цикла

$$l_i = (q + \sum_{\ell=1}^m q \frac{\Delta T}{T}) \frac{\Delta T}{T + (i-1)\Delta T} = q \left[1 + (i-1) \frac{\Delta T}{T} \right] \frac{\Delta T}{T + (i-1)\Delta T} =$$

$$= q \left[\frac{T + (i-1)\Delta T}{T} \frac{\Delta T}{T + (i-1)\Delta T} \right] = q \frac{\Delta T}{T}.$$

Тогда суммарная работа для всех m элементарных циклов выразится

$$\sum_{i=1}^m l_i = \sum_{i=1}^m q \frac{\Delta T}{T} = q m \frac{\Delta T}{T}.$$

Она равна работе суммарного цикла

$$\sum_{i=1}^m l_i = l_x = q \frac{T_2 - T_1}{T}.$$

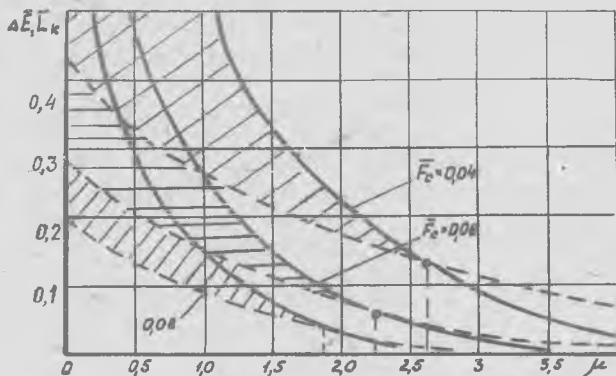
На основании этого суммарную работу, необходимую для охлаждения присосового потока от температуры T_2 до её адиабатного распределения в сопловом сечении можно выразить так

$$\begin{aligned} L_k &= \int_0^{z_1} 2\pi z \rho v_z c_p \frac{(T_2 - T)^2}{T} dz = \\ &= 2\pi c_p z_1^2 \int_0^{\bar{z}} \rho v_z \frac{(T_2 - T)^2}{T} \bar{z} d\bar{z}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{z} = z/z_1$.

Результаты расчета по формуле (5) приведены на рис.5. На этот же график нанесены кривые зависимости $\Delta E = f(\mu)$.

Сравнение показывает, что при увеличении μ величины ΔE и L_k падают. При некотором значении μ , которое назовем μ_n кривые пересекаются.



Р и с.5. Зависимость $\Delta \bar{E}$ и \bar{L}_k от μ :

при $P_1^* = 0,5 \text{ МПа}$, $T_1^* = T_2^* = 293 \text{ К}$, $\bar{n}_g = 0,5$,
 $M = 1$, $V_1 = 0,015 \text{ м}$, $K = 1,4$,

--- \bar{L}_k ; — $\Delta \bar{E}$

Значение μ_n определяет режим работы вихревой трубы, при котором еще возможна реализация охлаждения до адиабатного распределения температуры по радиусу вынужденного вихря соплового сечения.

Таким образом, анализ баланса кинетических энергий приосевого и периферийного потока и термодинамического процесса охлаждения позволяет ограничить область теоретических характеристик вихревой трубы по μ с целью выявления наиболее рационального применения различных типов вихревых труб.

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. Меркулов А.П., Колышев Н.Д. Экспериментальная проверка гипотезы взаимодействия вихрей. Труды ОТИХП, Одесса, 1962.
3. Меркулов А.П., Колышев Н.Д. Исследование температурных полей вихревой трубы с диффузором. Труды КуАИ, вып.22, 1965.
4. Меркулов А.П., Пиралишвили Ш.А. Исследование вихревой трубы с дополнительным потоком. Труды КуАИ, вып.37, 1969.

5. Меркулов А.П., Пиралишвили Ш.А., Михайлов В.Г. Анализ распределения окружного момента количества движения в вихревой трубе с дополнительным потоком. Труды КуАИ, вып. 56, 1973.
6. Меркулов А.П., Кудрявцев В.М. Турбулентность и её роль в вихревом эффекте. В сб. "Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта", Куйбышев, 1974.