

Коэффициенты трения обобщались в форме законов трения для радиальной и тангенциальной компоненты. Полученные уравнения имеют следующий вид: $C_{fr}/2 = 0,037 Re_r^{** - 0,25}$; $C_{\varphi}/2 = 0,1 Re_{\varphi}^{** - 0,25}$, где $Re_r^{**} = v_{r,m} \delta r^{**} / \nu$; $Re_{\varphi}^{**} = v_{r,m} \delta \varphi^{**} / \nu$; δr^{**} , $\delta \varphi^{**}$ - толщины потери импульса в радиальном и тангенциальном направлениях.

Приведенные результаты позволяют рассчитать аэродинамику и поверхностное трение на торцевых поверхностях вихревой камеры в условиях развивающегося течения.

УДК 533.6.011

С.И.Осташев, Э.Н.Сабуров

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВЗАИМОСВЯЗИ ТУРБУЛЕНТНЫХ
И ОСРЕДНЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Рассмотрено приближенное решение задачи о движении газов в вихревой камере кольцевого поперечного сечения, основанное на известном представлении о потоке в расчетной зоне (ядре) как о вращающейся турбулентной струе, пограничный слой которой обращен к вставке. Компоненты турбулентных напряжений $\rho \overline{v_r' v_r'}$ и $\rho \overline{v_{\varphi}'^2}$ в системе уравнений осесимметричного турбулентного пограничного слоя определялись в соответствии с гипотезой Прандтля о возможном обобщении теории, основанной на понятии длины пути перемешивания, на трехмерные поля осредненных и пульсационных скоростей [1]. Предложенные в работе [2] формулы для связи длины пути перемешивания ℓ с радиальной координатой r (с точки зрения повышения достоверности расчетных соотношений для осевой и радиальной составляющих скорости, распределения давления и турбулентного трения в потоке) не имеют преимуществ перед известной и использованной в дальнейшем в работе зависимостью $\ell = \alpha_0 r$ (α_0 - коэффициент, характеризующий турбулентную структуру потока).

Решение уравнений турбулентного пограничного слоя относительно $v = v_r / v_{r,m}$, $u = v_z / v_{z,m}$, $\rho = 2\rho_c / \rho v_{r,m}^2$ при известных аппроксимациях $\omega = \omega(r)$ ($\omega = v_{\varphi} / v_{\varphi,m}$) $\alpha_0 = \alpha_0(r, b, n)$ позволяет найти их распределения по радиусу и длине камеры:

$$v = 2\alpha^2 \frac{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \left[(\eta+\beta)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1+\phi_1)(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - (1+\phi_2)w \right]; \quad (1)$$

$$u = -2\alpha^2 \xi \frac{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \left\{ [(\eta+\beta)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1+\phi_1)(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - (1+\phi_2)w] \times \left[\frac{1}{\eta+\beta} + \frac{(\eta+\beta) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2}}{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w} - \frac{(\eta+\beta) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + 2 \frac{\partial w}{\partial \eta}}{(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \right] + \right. \\ \left. + (\eta+\beta)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^3} + 3(\eta+\beta)(1+\phi_1) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + \phi_2 [(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w] \right\} + C_1(\xi); \quad (2)$$

$$\rho = 2 \int_0^{\eta} \frac{w^2}{\eta+\beta} d\eta - \beta \int_0^{\eta} \frac{d^2 [(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w]^2}{(\eta+\beta) [(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w]} \left\{ (\eta+\beta)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1+\phi_1) [(\eta+\beta) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w] \right\} d\eta + C_2(\eta); \quad (3)$$

где v_{cm} - максимальное значение v в ядре потока; p_c - статическое давление; $\eta = (r - r_g) / (r_{cm} - r_g)$ - безразмерный текущий радиус; r_g и r_{cm} - радиусы вставки и положения v_{cm} ; $\beta = r_g / (r_{cm} - r_g)$; $\xi = z / (r_{cm} - r_g)$, z - текущая осевая координата, отсчитываемая от глухого торца; $\phi_1 = [(\eta+\beta) / 2\alpha^2] \partial \alpha^2 / \partial \eta$; $\phi_2 = (3/2\alpha^2) \partial \alpha^2 / \partial \eta + [(\eta+\beta) / 2\alpha^2] \times \partial \alpha^2 / \partial \eta^2$; $C_1(\xi)$, $C_2(\eta)$ - постоянные интегрирования.

Распределение w может быть аппроксимировано зависимостью [3] $w = [2\eta / (1+\eta^2)]^n$, где n - постоянная для камеры конкретной геометрии величина, определяемая для внутренней зоны ядра потока из условия максимума угловой скорости, а для внешней - из условия максимума циркуляции скорости.

Из уравнения радиального равновесия при известном распределении осредненных значений w и ρ

$$d^2 \xi = \left\{ \exp(-2 \int_0^{\eta} \phi_2(\eta) d\eta) \left[\int_0^{\eta} \phi_3(\eta) \exp(2 \int_0^{\eta} \phi_2(\eta) d\eta) d\eta + C_3 \right] \right\}^{0.5}, \quad (4)$$

$$\text{где } \phi_3 = \frac{[(2\eta)^{2n} - 0.5(\eta+\beta)(1+\eta^2)^{2n} (\partial \rho / \partial \eta)] [n(\eta+\beta)(1+\eta^2) + \eta^2(1+\eta^2)] \times$$

$$\times (1+\eta^2) \eta^{2(1-n)};$$

$$\phi_4 = \frac{2}{\eta+\beta} \left\{ \frac{n(\eta+\beta)^2 [(n-1)(1-\eta^2)^2 + 2\eta^2(\eta^2-3)]}{\eta(1+\eta^2) [n(\eta+\beta)(1+\eta^2) - \eta(1+\eta^2)]} + 1 \right\};$$

C_α - постоянная интегрирования ($C_\alpha = 0$ из условия $\alpha = 0$ при $\eta = 0$ и $\eta = \eta_{cm}$ ($\eta_{cm} = (r_{cm} - r_B) / (r_{cm} - r_B)$); r_{cm} - радиус, характеризующий положение максимума циркуляции тангенциальной скорости [3].

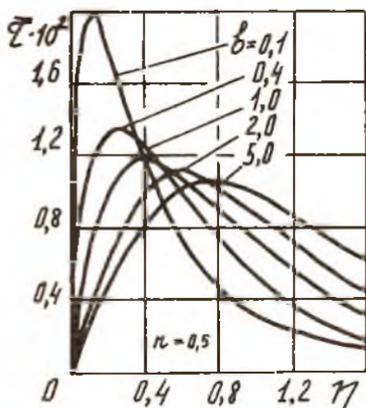
Функция, характеризующая изменение коэффициента α_e , имеет разрыв на радиусе, соответствующем максимальному значению угловой скорости. Однако в точке разрыва напряжение трения будет определено и иметь конечную величину.

Значения α_e были рассчитаны по уравнению (4) на ЭВМ во встречающемся на практике диапазоне изменения n , β , η , а затем полученные данные аппроксимированы уравнением, которое рекомендуется в качестве расчетного

$$\alpha_e^2 = \frac{B(\beta + 2j_m)^2 (\eta_{cm} - \eta)(1 + \eta^2)^2 \eta^2}{(\eta_{cm} - 2j_m)(\beta + \eta)^2 [n(\eta + \beta)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]^2} \quad (5)$$

где B - постоянная эмпирическая величина ($B = 0,1$ для основной области ядра потока); $2j_m = (r_{jm} - r_B) / (r_{cm} - r_B)$, r_{jm} - радиус, характеризующий положение максимума центростремительного ускорения [3].

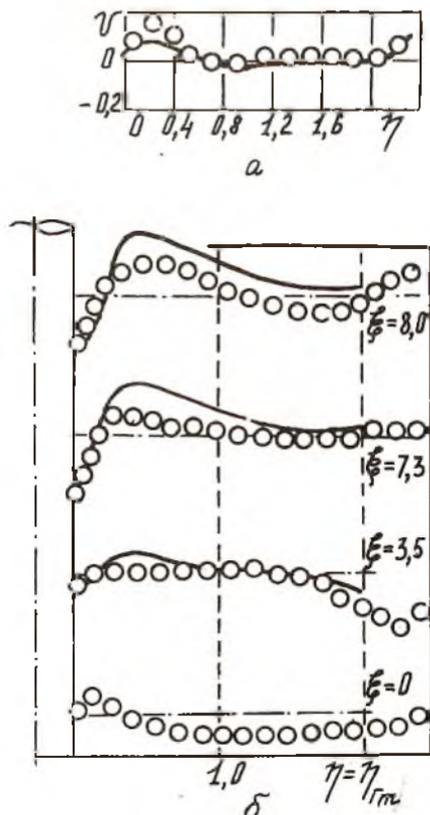
Загрузка рабочего объема в общем случае приводит к снижению турбулентного трения $\bar{\tau} = \tau / \rho v r_{cm}$ (рис.1). Чем больше относительная величина радиуса внутреннего цилиндра, тем большее стабилизирующее влияние оказывает она на поток.



Р и с. 1. Безразмерное касательное напряжение трения

Постоянная интегрирования $C_2(\xi)$ в формулах (2) может быть определена из граничного условия $\xi = 0$ $u = u_0(\eta)$, где $u_0(\eta)$ - функция, соответствующая распределению осевой скорости на торцевой границе ядра потока. Постоянную интегрирования $C_2(\eta)$ можно найти из граничного условия: при $\eta = \eta_{cm}$ $p = p_{cm}$, где p_{cm} - безразмерное избыточное статическое давление на внешней границе ядра потока [3].

Расчетные зависимости (рис.2) вполне удовлетворительно совпада-



Р и с. 2. Сопоставление расчетных и опытных распределений радиальной (а) и аксиальной (б) составляющих скорости

ют с опытными данными. Они также могут быть рекомендованы для технических расчетов циклонных камер самого разнообразного технологического назначения с внутренней цилиндрической вставкой и без нее ($\delta = 0$).

1. Современное состояние гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости /Под ред. С.М.Гольдштейна. М.; 1948. Т.1.
2. Рошино, Лэвэн. Аналитическое исследование несжимаемого закрученного потока в неподвижных трубах//Прикладная механика. 1969. № 2. С.7-16.
3. Сабуров Э.Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах. Л.:Изд-во Ленингр.ун-та, 1982.- 240 с.

УДК 534.422(088.8)

С.В.Лукачев

ОПТИМИЗАЦИЯ ГЕОМЕТРИИ ВИХРЕВОГО ГЕНЕРАТОРА ЗВУКА

Вихревые генераторы звука (ВГЗ) благодаря простоте своей конструкции, надежности работы (в том числе и в агрессивных средах) и возможности работы на дозвуковых перепадах давления нашли широкое применение в целях интенсификации процессов тепло-массо-переноса, горения и т.п. Однако акустический КПД $\eta_{ак}$ известных ВГЗ не превышает 3...4 %, что значительно (в несколько раз) ниже эффективности газоструйных излучателей. В то же время при исследовании аэродинамического способа удаления отработанного газа из озвучиваемого объема [1] было обнаружено, что наличие у ВГЗ соплового насадка с развитой торцевой поверхностью и плавным переходом от торца к камере закручивания приводит к более чем двукратному увеличению акустической мощности $N_{ак}$ и $\eta_{ак}$ в сравнении с генератором, имеющим выходное сопло с острой кромкой. Это свидетельствует о далеко не использованных возможностях повышения эффективности вихревых излучателей.

Задача данной работы - оптимизировать геометрию ВГЗ с целью получения максимального значения его акустического КПД.

Физический механизм генерирования звука вихревым излучателем заключается в следующем. По мере увеличения длины L камеры закручивания (КЗ) происходит непрерывный рост толщины слоя смешения на границе периферийного и осевого потоков в выходном сечении камеры (рис.1,а). Это, с одной стороны, приводит к повышению эжек-