

наблюдалось воспламенение отдельных частиц, но устойчивого горения не возникало. Это объясняется тем, что воспламенившиеся частицы не удерживались на равновесных орбитах и выносились, не сгорев, из камеры. С уменьшением n камера приближается к плоской и при этом увеличивается влияние торцевых эффектов, которые приводят к быстрому выносу частиц из камеры. Ядро горения не успевает сформироваться, и вновь поступающие частицы не инициируются. Камера работает неустойчиво. С другой стороны, с увеличением $n > 1,85$ устойчивого горения также не наблюдалось. В этом случае камера резко "раскрывается" к оси и происходит отрыв потока от стенок. Увеличиваются основные скорости потока, которые нарушают поле скоростей в камере, в том числе поле окружных скоростей. Наибольшая полнота сгорания была получена при $n = 1,6$.

Таким образом, оптимальной степенью раскрытия ВКС для сжигания крупногранулированных частиц металла является $n = 1,6$. На данной ВКС были исследованы зависимости среднего диаметра частиц в продуктах сгорания от размера частиц горючего, показано, что дисперсность продуктов сгорания практически не зависит от среднего размера частиц в горючем. Однако следует отметить влияние размерности камеры на дисперсность продуктов сгорания.

Библиографический список

А.с. 917851 (СССР). Теплообменный аппарат / А.Л.Каплан, П.М.Кричевер, Г.В.Мигулин.—Опубл. в Б.И., 1982. № 13.

УДК 533.697

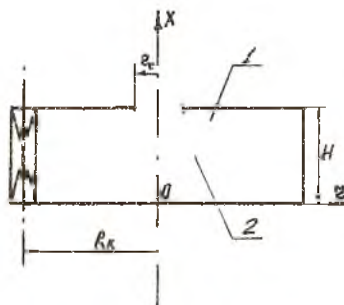
Ю.Л.Вороновский, В.Б.Камень

ВЛИЯНИЕ ОСЕВЫХ ПЕРЕТЕЧЕК НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ВИХРЕ

В последние годы был проявлен значительный интерес к изучению закрученных потоков в газах и несжимаемой жидкости, так как это явление находит широкое практическое применение в форсунках для распыливания жидкого топлива, в циклонных энергостехнологических аппаратах, метеорологии. В работах [1-3] исследовалась структура

вихревого потока с помощью различных физических представлений и математических моделей, которые положены в основу аэродинамического расчета циклонных топок, вихревых труб, вихревых сепараторов.

Цель данного исследования состоит в аналитическом изучении распределения тангенциальной скорости закрученного потока в приосевой зоне вихревой камеры. Будем считать вихревой поток установившимся и осесимметричным ($\partial/\partial t = \partial/\partial \varphi = 0$), турбулентным с постоянным коэффициентом турбулентной (эффективной) вязкости. Поток в вихревой камере можно разбить на две основные области (рис. 1):



Р и с. 1. Схема вихревой камеры

в размерном виде запишется так

$$v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{1}{K} \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{v_z}{r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

$$v_z(r, 0) = v_z(0, z) = 0, \quad v_z(l, z) = 1, \quad \left. \frac{\partial v_z(r, z)}{\partial z} \right|_{z=h} = \alpha_1(r). \quad (2)$$

Если при решении уравнения (1) в области I можно пренебречь скоростью v_z [4], то в области 2, вследствие стока жидкости в сопло, необходимо ее учитывать. В данной работе рассматривается случай $v_z = \bar{v} = h/\beta z$, где $\beta = r_c/R_K$, $\varepsilon = 1 - (r/r_c)^2$ - безразмерный радиус и коэффициент заполнения сопла соответственно; кроме того, предполагается $\alpha_1(r) = r$.

Решение уравнения (1) будем искать в виде суммы

$$v_z(r, z) = F_1(r, z) + F_2(r). \quad (3)$$

область I, или зона основного вихря ($r_c \leq r \leq R_K$), и область 2, или приосевая зона ($0 \leq r \leq r_c$).

В области I скорость v_z зависит лишь от координаты r , что подтверждается многими экспериментами, а в области 2 скорость v_z зависит как от координаты r , так и от координаты z , т.е. $v_z = v_z(r, z)$.

Таким образом, если пренебречь массовыми силами, задача определения тангенциальной скорости вихря несжимаемой жидкости в без-

Подставляя выражение (3) в (1), потребуем, чтобы функция $F_2(r)$ удовлетворяла уравнению

$$F_2'' + \frac{1}{r} F_2' - \frac{1}{r^2} F_2 = 0 \quad (4)$$

и граничным условиям

$$F_2(0) = 0, \quad F_2(1) = 1. \quad (5)$$

Тогда, очевидно, [5]

$$F_2(r) = r. \quad (6)$$

Для функции $F_1(r, z)$ получаем теперь следующую граничную задачу

$$-\frac{1}{k} \frac{\partial^2 F_1}{\partial z^2} + \pi r \frac{\partial F_1}{\partial z} = \frac{1}{k} \left[\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} - \frac{F_1}{r^2} \right], \quad (7)$$

$$F_1(1, z) = F_1(0, z) = 0, \quad (8, a)$$

$$F_1(r, 0) = -F_2(r), \quad (8, б)$$

$$\left. \frac{\partial F_1}{\partial z} \right|_{z=h} = \alpha_1(r). \quad (8, в)$$

Применяя к задаче (7), (8) метод разделения переменных, ищем решение в виде $F_1(r, z) = R(r)Z(z)$. При этом для функции $R(r)$ получаем следующую граничную задачу (λ - константа разделения):

$$R'' + \frac{1}{r} R' + (\lambda^2 - \frac{1}{r^2}) R = 0, \quad (9)$$

$$R(0) = R(1) = 0, \quad (10)$$

решением которой являются функции [5, 6]

$$R_n(r) = J_1(\lambda_n r), \quad (11)$$

где J_1 - функция Бесселя первого рода, λ_n , $n = 1, 2, 3, \dots$ - ее неотрицательные корни, расположенные в порядке возрастания.

Функция $Z_n(z)$, очевидно, должна удовлетворять уравнению с постоянными коэффициентами

$$Z_n'' - K^2 \bar{\sigma} Z_n' - \beta_n^2 Z_n = Q \quad (12)$$

Решая уравнение (12) и удовлетворяя (с использованием известного свойства ортогональности функций Бесселя) граничным условиям (8,б) и (8,в), окончательно получаем

$$V_\tau(r, z) = \tau + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n e^{a_n z} + D_n e^{b_n z}) J_1(\lambda_n r),$$

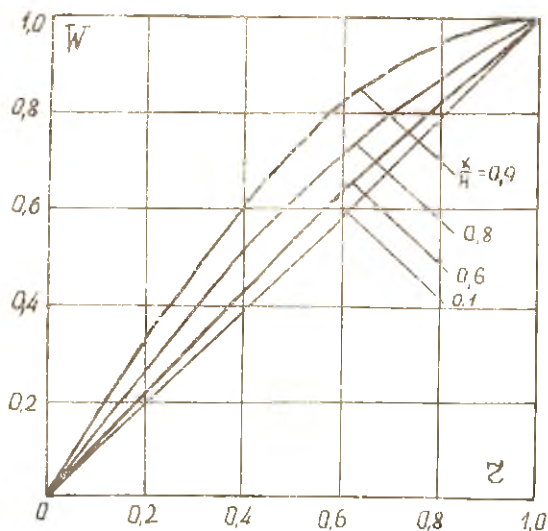
где

$$a_n = \frac{K\bar{\sigma}}{2} + \sqrt{\frac{K^2\bar{\sigma}^2}{4} + \beta_n^2}, \quad b_n = \frac{K\bar{\sigma}}{2} - \sqrt{\frac{K^2\bar{\sigma}^2}{4} + \beta_n^2},$$

$$C_n = -\frac{2(1 + b_n e^{b_n h})}{\lambda_n J_2(\lambda_n) (b_n e^{b_n h} - a_n e^{a_n h})},$$

$$D_n = \frac{2(1 + a_n e^{a_n h})}{\lambda_n J_2(\lambda_n) (b_n e^{b_n h} - a_n e^{a_n h})}.$$

Расчеты выполняем при следующих исходных данных: $K = 1,8$, $\bar{\sigma} = 4$, $a_1(r) = r$. На рис.2 показана зависимость тангенциальной



Р и с. 2. Зависимость тангенциальной скорости от радиальной и осевой координат

скорости от радиальной и осевой координат. Как видно, скорость U_z в приосевой зоне стока жидкости ($0 < r < r_c$) оказывает влияние на распределение скорости U_r тем больше, чем ближе к выходному соплу находится рассматриваемая точка области, и достигает максимального значения на срезе сопла. Отличие от принятого в некоторых работах распределения скорости U_r по закону твердого тела ($U_r = r$) достигает $\approx 15\%$ на срезе сопла, в связи с чем целесообразно учитывать влияние осевых перетечек на распределение тангенциальной скорости в вихре.

Полученные данные могут быть использованы при расчете газодинамических параметров циклонных и вихревых аппаратов.

Библиографический список

1. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск:Наука, 1981.- 364 с.
2. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.:Машиностроение, 1969.- 183 с.
3. Штым А.Н. Аэродинамика циклонно-вихревых камер. Владивосток: ДВУ, 1984.-200 с.
4. Жигула В.А., Коваль В.П. Газодинамика закрученного потока// Прикладная механика, 1975. II. Вып. 9. С.65-72.
5. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.:Наука, 1976.-576 с.
6. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.:Наука, 1981.-512 с.

УДК 532.542:536.248.2

Р.З.Алимов, Г.А.Седова

ОСОБЕННОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА В КОЛЫБЕВЫХ ПОТОКАХ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Принятые обозначения: δ - толщина слоя жидкости; ω и n - угловая скорость вращения и число оборотов трубы; g - ускорение силы тяжести; l - длина рабочего участка трубы; α, β, k - коэффициенты теплоотдачи, массоотдачи и теплопередачи [1,2]; Re ,