

Л и т е р а т у р а

1. Б о р и с е н к о А.И., В ы с о ч и н В.А., С а ф о н о в В.А. Исследование параметров внутри вихревой трубы. - В сб.: Самолетостроение и техника воздушного флота. - Харьков: XIV, 1976, № 40.
2. Ч.-К и т т е л ь. Статистическая термодинамика. - М.: Наука, 1977.
3. Р е й ф Ф. Статистическая физика. - М.: Наука, 1977.

УДК 532.527

В.И.Кузнецов

МЕТОД РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕНА В ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

Основной задачей настоящей работы является попытка учета теплообмена в ВТ.

Экспериментальные данные по закономерностям течения жидкости в вихревых камерах позволяют принять некоторые допущения при исследовании распределения скоростей и давлений в потоке. Одним из возможных является допущение о применимости системы уравнений движения Навье-Стокса к описанию течения жидкости в ВТ с заменой кинематического коэффициента вязкости ν на турбулентный кинематический коэффициент вязкости μ_T . Это использовалось в работе [1] при решении задачи о распространении турбулентной струи, закрученной в пространстве, заполненной той же жидкостью.

После замены ν на μ_T уравнения установившегося осесимметричного течения жидкости в ВТ запишутся в цилиндрических координатах в виде

$$\left. \begin{aligned} V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}; \\ V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\varphi^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \\ V_r \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} + \frac{V_r V_\varphi}{r} &= \mu_T \left(\frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} - \frac{V_\varphi}{r^2} \right); \\ \frac{\partial(r V_z)}{\partial z} + \frac{\partial(r V_r)}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Введем функцию тока Ψ , такую, что осевая скорость газа будет $V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}$, а радиальная скорость газа $V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z}$.

Тогда третье уравнение системы (I) можно преобразовать:

$$\frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} \left(1 + \frac{\Psi_z'}{\mu_T}\right) - \frac{V_\varphi}{r^2} \left(1 - \frac{\Psi_z'}{\mu_T}\right) = 0, \quad (2)$$

где Ψ_z'/μ_T аналогично числу Рейнольдса.

Из уравнения (2) видно, что если Ψ/μ_T зависит от координаты z линейно, то окружная составляющая скорости зависит только от радиуса. В соответствии с этим для получения автомодельного решения примем

$$V_z = \varphi(r)z; \quad 0 \leq z \leq \ell_T, \quad (3)$$

где ℓ_T - длина вихревой зоны трубы.

С другой стороны, при $z = \ell_T$ осевая скорость

$$V_z = \frac{G_1}{\pi r_c^2 \varepsilon \chi}, \quad (4)$$

где неизвестна пока величина $\varepsilon = 1 - \left(\frac{r_\delta}{r_c}\right)^2$,

где r_δ - радиус, на котором давление газа равно атмосферному,

r_c - радиус соприкосновения периферийных и осевых слоев газа.

Пологая $z = \ell_T$, из уравнений (3) и (4) получаем

$$\varphi(r) = \frac{G_1}{\pi r_c^2 \varepsilon \ell_T \chi}. \quad (5)$$

Окончательно закон распределения осевой скорости запишется так:

$$V_z = \frac{G_1 z}{\pi r_c^2 \varepsilon \ell_T \chi}. \quad (6)$$

Если ввести выражение (6) в уравнение неразрывности системы (I), то после интегрирования с граничным условием $r = r_c$

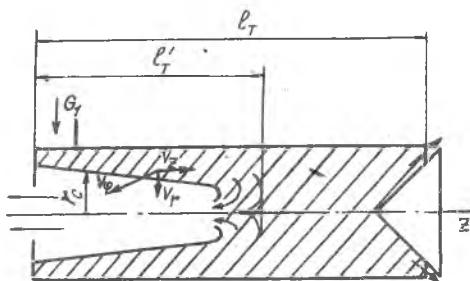
$$V_r = -\frac{G_1}{2\pi r_c \ell_T \chi},$$

получим

$$V_r = -\frac{G_1}{2\pi r_c \varepsilon \ell_T \chi} \left(\frac{r}{r_c} - \frac{1-\varepsilon}{r/r_c}\right), \quad (7)$$

причем область распределения V_r будет находиться в пределах

$$\sqrt{1-\varepsilon} \leq r/r_c \leq 1, \quad 0 \leq z \leq \ell_T.$$



Р и с. I. Схема движения периферийного потока газа в ВТ

Как следует из уравнения (7), при $\frac{r}{r_c} = \sqrt{1-\varepsilon}$, т.е. $r = r_c \varepsilon$, радиальная скорость жидкости равна нулю $V_r = 0$ (рис. I).

Таким образом, через границу вихря жидкость не течет, следовательно, расчет теплообмена между периферийными и осевыми слоями газа можно вести по формулам теплообмена при турбулентном течении по-

тока жидкости в трубах через стенку нулевой толщины.

Увеличение коэффициента теплоотдачи при вращательном движении газа в ВТ учитывается поправочным коэффициентом $\varepsilon_{\text{в.в}}$ согласно [2]:

$$\varepsilon_{\text{в.в}} = 1 + 3,6 \frac{d_{\text{экв}}}{D}, \quad (8)$$

где $d_{\text{экв}}$ - эквивалентный диаметр потока, D - средний диаметр спирали.

Щукин В.К. [3] величину поправочного коэффициента находит из выражения

$$\varepsilon_{\text{в.в}} = 1 + 3,54 \frac{d_{\text{экв}}}{D}. \quad (9)$$

Различие величин поправочного коэффициента в формулах (8) и (9) составляет менее одного процента в практических расчетах. Поэтому в практике можно пользоваться любой из этих формул.

Л и т е р а т у р а

1. Ландау Л., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. - М.: Гостехиздат, 1944.
2. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. - М.: Высшая школа, 1969.
3. Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. - М.: Машиностроение, 1970.