

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ САМОВАКУУМИРУЮЩЕЙСЯ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ И ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВОГО ПОТОКА

© 2006 Т.С. Дорофеева

Самарский государственный аэрокосмический университет

Предложена методика математического моделирования процессов тепломассообмена в самовакуумирующей вихревой трубе, базирующаяся на гипотезе взаимодействия вихрей и результатах экспериментальных исследований. Разработаны алгоритмы численного решения указанной модели на ЭВМ и получены результаты расчетов.

В 1931 г. французский физик Г.Дж. Ранке открыл, что подаваемый в цилиндрическую трубу сжатый воздушный поток делится на два выходящих в открытые концы трубы потока, температуры которых находятся выше или ниже температуры входного потока. Данным способом достигается нагрев теплого потока до 100°C и охлаждение холодного потока до -50°C . Этот „эффект температурного разделения" зависит от многочисленных параметров системы и параметров процесса. В 1945 - 48 г.г. он был исследован немецким физиком Р. Хилптем в Эрлангене. Поэтому сегодня эффект называется "вихревой эффект Ранка - Хилпта".

Одним из самых перспективных типов вихревых труб является самовакуумирующаяся вихревая труба (СВТ). Отличительной особенностью СВТ является отсутствие холодного потока воздуха.

Для получения очень высоких эффектов охлаждения холодный конец СВТ закрывается плоской стенкой, на горячем конце устанавливается радиально-щелевой раскруточный диффузор, обеспечивающий преобразование кинетической энергии втекающего газа в энергию давления. При наличии атмосферного давления на выходе из диффузора это существенно повышает градиента давления, увеличивает степень расширения газа в трубе и эффект охлаждения приосевых слоев.

По данным исследований в СВТ наблюдается очень интенсивный процесс теплообмена между вынужденным вихрем и помещенным в него цилиндрическим телом, характеризующийся коэффициентом теплоотдачи более $800 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$. Это делает самовакуумирующуюся вихревую

трубу удобным устройством для охлаждения цилиндрических тел, находящихся под высокой тепловой нагрузкой.

В связи с этим самовакуумирующаяся вихревая труба по создаваемому эффекту охлаждения является наилучшим устройством среди известных в настоящее время охлаждающих устройств.

Цилиндрический стержень, помещенный на оси трубы, интенсивно охлаждается турбулентным газовым потоком,двигающимся с высокой скоростью. Используя стержень в качестве теплоотвода, можно понижать температуру и снимать тепловую нагрузку с объекта охлаждения.

Предложена методика математического моделирования процессов тепломассообмена в СВТ, базирующаяся на гипотезе взаимодействия вихрей и результатах экспериментальных исследований.

Разработаны алгоритмы численного решения указанной модели на ЭВМ и получены результаты расчетов. Сопоставление расчетов с экспериментальными данными показывает адекватность принятой математической модели. Особенностью процесса тепломассообмена, протекающего с высокими скоростями в камере энергетического разделения, является его большая сложность. Эта сложность проявляется в значительном числе и многообразии параметров, определяющих течение процесса, в большом числе внутренних связей между параметрами, в их взаимном влиянии.

Поэтому, несмотря на довольно хорошую изученность отдельных аспектов, до сих пор не существует единой теории вихревого эффекта и методики расчета

параметров газового потока.

Разработанная методика расчета геометрических параметров СВТ и параметров газового потока основана на полуэмпирическом методе расчета, использующем коэффициент потерь полного давления за тангенциальным сопловым вводом, критериальное уравнение для коэффициента теплоотдачи от цилиндрического тела к вращающемуся газу и поправки на уровень давления и температуры.

Использование данной методики позволяет определить:

- при заданных параметрах газового потока на входе в СВТ геометрические размеры самовакумирующейся вихревой трубы, расход газа через нее, давление и температуру на любом радиусе СВТ, диаметр стержня, находящегося под тепловой нагрузкой Q_c ;
- при изменении полного давления на входе в СВТ и заданных геометрических параметрах СВТ и стержня, находящегося под тепловой нагрузкой Q_c - давление и температуру на любом радиусе СВТ.

Исходным уравнением для расчета параметров газового потока является уравнение количества движения для идеального газа в проекции на радиус

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{v_r}{r}. \quad (1)$$

В результате интегрирования уравнения (1) получаем закон распределения статического давления по радиусу СВТ

$$p = p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (r_2 \leq r \leq r_1), \quad (2)$$

$$p = p_1 \left[\left(\frac{p_{oc}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{\bar{r}^2}{\bar{r}_2^2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (0 \leq r \leq r_2). \quad (3)$$

Относительную тангенциальную скорость на периферии СВТ можно определить, зная полное и статическое давление на радиусе r_1

$$M_1 = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p_k^*}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] - M_z^2}, \quad (4)$$

где M_z - относительная осевая скорость;

p_k^* - полное давление на периферии камеры энергетического разделения.

Полное давление p_i^* определяется с учетом потерь при расширении газа после входного тангенциального сопла и поправки на уровень давления f_p

$$p_k^* = p_1^* \left[1 - \xi_c \frac{k}{k-1} \lambda_c^2 \varepsilon(\lambda_c) f_p \right], \quad (5)$$

Коэффициент потерь полного давления в сопле можно определить по эмпирической формуле

$$\xi_c = \frac{1836}{\text{Re}^{0.533}} \left[1 - \frac{\bar{F}_c}{(1 - \bar{r}_2^2)} \right]^2, \quad (6)$$

Введение поправки на давление связано с ростом отличия величины полной степени расширения $\pi_{расч}^*$, полученной в результате газодинамического расчета от величины полной степени расширения $\pi_{эксп}^*$, полученной в результате экспериментального исследования при увеличении полного давления p_1^* на входе в СВТ.

Поправка на давление f_p зависит от располагаемой степени расширения газа в трубе π и относительной скорости λ_c

$$f_p = f(\pi, \lambda_c).$$

Определение этой поправки осуществлялось эмпирическим путем:

$$f_p = 0,357 \pi \lambda_c.$$

Расход газа через входное сопло площадью F_c определяется как

$$G_1 = \frac{\alpha_c p_1^* F_c \sqrt{k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \bar{q}(\lambda_c)}{\sqrt{RT_1^*}}, \quad (7)$$

где α_c - коэффициента расхода тангенциального соплового входа.

Для определения коэффициента расхода получена экспериментальная зависимость

$$\alpha_c = 1 - \frac{1,63}{\text{Re}^{0.25}} (1,03 - \lambda_c^4). \quad (8)$$

Если принять величину осевой скорости постоянной по радиусу, то расход газа через потенциальную область течения ($r_2 \leq r \leq r_1$) запишется как (9)

$$G_2 = \frac{M_z p_k^* \sqrt{k} 6,28 k_1^2 \int_{r_1}^1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}} \bar{r} d\bar{r}}{\sqrt{k T_1^*} \left[1 - \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}$$

Используя равенство расходов газа через входное сопло и потенциальную область течения, определяется относительная осевая скорость (10)

$$M_z = \frac{\bar{F}_c \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left(\frac{P_k^*}{P_1} \right)^{\frac{k+1}{2k}} P_1^* \bar{q}(\lambda)}{P_k^* \int_{r_2}^1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}} \bar{r} d\bar{r}}$$

Принимая допущение о равенстве полного давления на выходе из сопла и на входе в диффузор, получается выражение для определения статического давления на стенке камеры энергетического разделения (11)

$$P_1 = \frac{P_k^*}{\left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}_2^2} - 1 \right) + \frac{k}{2} \left(\frac{M_1^2}{\bar{r}_2^2} + M_z^2 \right) \right] \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}}}$$

Изменяя величину относительного радиуса разделения вихрей, определяются значения всех параметров, находятся значения энтропии потока

$$S = G_2 R \ln \frac{P_1^*}{P_k^*}. \quad (12)$$

Определяется максимальное значение энтропии потока, которому будет соответствовать истинное значение относительного радиуса разделения вихрей \bar{r}_2 .

Для полного газодинамического расчета СВТ необходимо наложить следующие ограничения на значения рассчитываемых величин:

- из принципа максимального расхода через тангенциальный сопловой ввод следует $\lambda_c \leq \lambda_{кн}$, при которой $q(\bar{\lambda}) = \max$;
- для исключения возникновения сверхкритической скорости на стенке камеры СВТ $M_1 \leq 1$.

Параметры газа на оси СВТ (результаты расчета приведены на рис. 1, 2) определяются следующим образом:

- относительная температура потока θ_{oc} на оси стержня

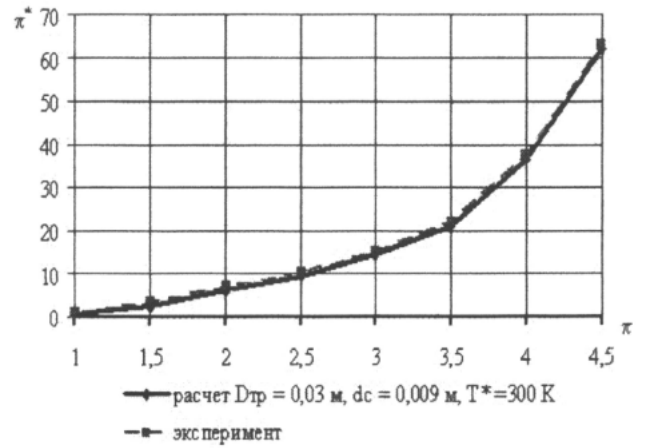


Рис. 1. Зависимость полной степени расширения от располагаемой степени расширения в СВТ

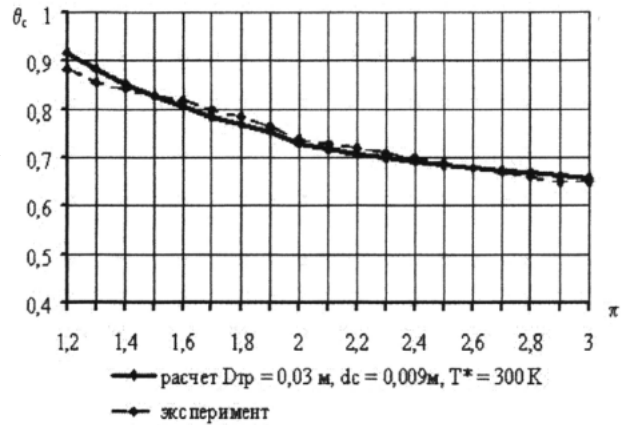


Рис. 2. Зависимость относительной температуры стержня от располагаемой степени расширения газа в СВТ

$$\Theta_{oc} = \frac{1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{2}{\bar{r}_2^2} - 1 \right)}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} + \Delta\theta, \quad (13)$$

где $\Delta\theta$ - поправка на относительную температуру. Введение поправки на относительную температуру $\Delta\theta$ связано с ростом отличия величины $\theta_{расч}$, полученной в результате газодинамического расчета от величины $\theta_{эксп}$, полученной в результате экспериментального исследования при увеличении полного давления p_1^* на входе в СВТ. $\Delta\theta = f(\pi)$. Определение этой поправки осуществлялось эмпирическим путем:

$$\Delta\theta = 0,119 \ln(\pi) - 0,018;$$

- температура T_{oc} потока на оси стержня

$$T_{oc} = T_1^* \Theta_{oc}; \quad (14)$$

- давление p_{oc} потока на оси стержня

$$p_{oc} = p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{2}{\bar{r}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (15)$$

Принимая допущение о том, что размещение на оси СВТ круглого стержня не вызывает изменения характера течения в ней, определяются параметры торможения на любом радиусе стержня:

- статическое давление p_{rc} на стержне

$$p_{rc} = p_1 \left[\left(\frac{p_{oc}}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2} \left(\frac{\bar{r}_{c1}^2}{\bar{r}_2^4} \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}; \quad (16)$$

- относительная температура потока θ_c на внешнем радиусе стержня

$$\Theta_c = \frac{T_{oc}}{T_1^*} + \frac{(k-1)M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \left(\frac{\bar{r}_c^2}{\bar{r}_2^2} \right); \quad (17)$$

- полная температура потока T_{rc} на внеш-

нем радиусе стержня

$$T_{rc}^* = T_1^* \Theta_c; \quad (18)$$

- число Нуссельта Nu

$$Nu = 0,739 \operatorname{Re}_c^{0,8}; \quad (19)$$

- число Рейнольдса Re_c

$$\operatorname{Re}_c = \frac{v_c d_c \rho_c}{\mu}; \quad (20)$$

- коэффициент теплоотдачи α

$$\alpha = \frac{Nu \lambda_c}{d_c}. \quad (21)$$

Если на стержне выделяется тепловая мощность N , то температура стержня будет

$$T_c^* = T_{rc}^* + \frac{N}{\alpha F_c}. \quad (22)$$

Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных представлены на рис. 1, 2.

THE METHOD OF RESEARCH OF GEOMETRICAL PARAMETERS OF A VAKUUM VORTICAL PIPE AND PARAMETERS OF A GAS STREAM

© 2006 T.S. Dorofeeva

Samara State Aerospace University

There was develop the method of mathematical modelling of processes of a hotchanging in vacuum vortical pipe. As a resault, the method allows to define the geometrical sizes of a vacuum vortical pipe, the charge of gas through it, pressure and temperature and change of full pressure on an input in a vacuum vortical pipe and geometrical parameters of a pipe and a core under thermal loading.