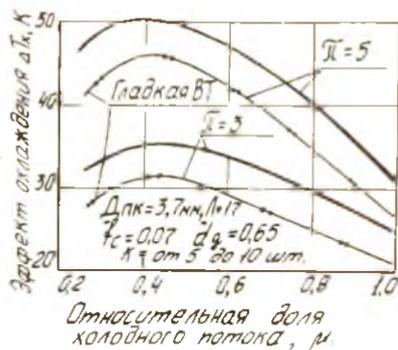


Библиографический список

1. Бобков А.Б., Меркулов А.П. Экспериментальное исследование вихревой трубы с периферийными каналами //Куйбышев. авиац. ин-т.-Куйбышев, 1983.-9 с.-Деп. в ВИНТИ 04.07.83, № 3641-83.

2. Алексеев В.П., Азаров А.И., Кротов П.Е. Обобщенная характеристика вихревой трубы с внутренним обребрением камеры энергетического разделения //Вихревой эффект и его промышленное применение//Куйбышев. авиац. ин-т.-Куйбышев, 1981.- С.70-73.

3. Мартынов А.В., Бродянский В.М.//Холодильная техника.-1964.- № 5.



Р и с. 6. Зависимость ΔT_x от μ

УДК 533.697.3

А.И.Азаров, А.А.Кузьмин, С.О.Муратов

РАСЧЕТ ПРЕДЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТИВОТОЧНОЙ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Условные обозначения: a - скорость звука в потоке; K - показатель адиабаты; $\bar{r} = r/r_1$ - относительный радиус; ω - окружная скорость; u - абсолютная скорость; r_2 - радиус разделения вихрей; r - текущий радиус; $A = (P_{oc}/P_1) \frac{K-1}{K}$; $B = \frac{a-1}{2\bar{r}^2} M_1^2$; $C = (P_x/P_1) \frac{K-1}{K}$.

Индексы: * - параметры торможения; Kp - параметры при критическом течении; π - параметры пограничного слоя; π_x - параметры пограничного слоя на диафрагме; π_r - параметры пограничного слоя в камере энергоразделения.

Анализ работы противоточной ВТ был проведен на основе гипотезы взаимодействия вихрей, аналитическое описание которой приведено в

работах [1,2]. Однако результаты расчета значительно превысили экспериментальные данные, что указывает на несовершенство методики и связано с рядом допущений, принятых при математическом моделировании процесса энергоразделения в ВТ. Предлагаемая работа посвящена уточнению аналитического описания идеальной противоточной ВТ с дополнительным потоком.

Уточнение распределения окружных скоростей периферийного вихря. При рассмотрении закона вращения в сопловом сечении предполагалось, что сжимаемостью газа можно пренебречь и считать вращение потенциальным, т.е. $\rho \bar{v} \cdot r = \text{const}$. Однако при скоростях, близких к скорости звука, это допущение неправомерно, так как характер изменения скорости течения принципиально различен для дозвуковых и сверхзвуковых течений. Из закона обращения воздействий, сформулированного Л.А.Вулисом, следует, что в поле центробежных сил [3]

$$(M^2 - 1) \frac{1}{a} \frac{d\bar{v}}{dx} = \frac{\omega^2 r}{a^2} \frac{d\bar{v}}{dx} \quad (1)$$

Уравнение (1) показывает, что при перемещении закрученного газа от периферии к центру дозвуковой поток ускоряется, а сверхзвуковой замедляется. Правая часть уравнения (1) не изменяет свой знак на всем протяжении движения к оси, что указывает на невозможность непрерывного перехода через скорость звука. Это дает основание наложить ограничение по предельной скорости вращения и уточнить закон распределения тангенциальной скорости по сопловому сечению.

Уточнение влияния осевой составляющей скорости течения на температуру торможения холодного потока. Данное уточнение вызвано тем, что в противоточных ВТ осевая составляющая скорости течения достаточно велика. Используя выражения, полученные в работе [1], запишем распределение абсолютной скорости течения

$$U^2 = \frac{r^2}{r_1^2} RT_1(A + 3B\varepsilon^2 - C) \quad (2)$$

По известному закону распределения статической температуры [2] и скорости (2) определим распределение температуры торможения

$$T^* = T_1(2A + 3B\varepsilon^2 - C). \quad (3)$$

Критическая скорость звука в закрученном потоке зависит от величины тангенциальной составляющей скорости и, согласно [3], имеет вид

$$\alpha_*^2 = \alpha_0^2 \frac{2}{K-1} - \frac{K-1}{K+1} \frac{v^2}{c^2}. \quad (4)$$

Тогда распределение осевой составляющей скорости при критическом течении примет вид

$$v_{\text{кр}}^2 = \frac{2K}{K+1} RT_1 (2A + 2B\bar{e}^2 - C). \quad (5)$$

Радиус, на котором достигается критическая скорость, может быть определен по выражению

$$\bar{e}_{\text{кр}} = \sqrt{\left(\frac{3}{3-K} C - A\right) / B}. \quad (6)$$

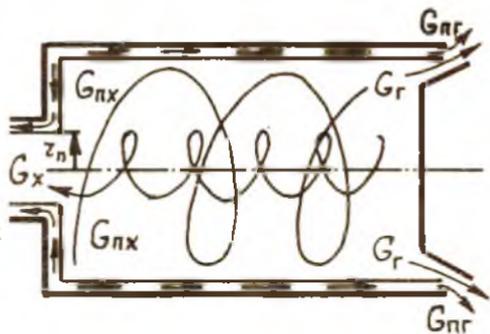
Уточнение влияния пограничных слоев. Исходя из конечных эффектов энергоразделения, целесообразно рассматривать отдельно пограничный слой, движущийся вдоль плоскости диафрагмы, и пограничный слой, движущийся вдоль камеры энергоразделения, схематично представленные на рис. 1. При диафрагменном пограничном слое, имеющий температуру сжатого газа на входе в ВТ, смешивается с холодным потоком, повышая его температуру. В зависимости от характера течения газа движение в пограничном слое будет ламинарным или турбулентным.

Для определения основных параметров ламинарного пограничного слоя ($Re < 10^6$) можно воспользоваться решением, приведенным в работе [6]:

$$\delta = 8 \sqrt{\nu} / \omega; \quad v_n = 1,38 \sqrt{\tau} \sqrt{\omega \nu}.$$

При турбулентном движении массовый расход пограничного слоя может быть определен из уравнений пограничного слоя для жидкости, вращающейся над диском [7], и для $\delta = 0,02 (\nu/u)^{1/2} (\tau_1 - \tau)^{1/2}$

$$G_{\text{п.}} = \rho [1,2 \sqrt{\tau} (\tau \omega)^{3/4} / (\tau_1 - \tau)^{1/4}]. \quad (7)$$



Р и с. 1. Схема движения пограничных слоев

Учитывая, что турбулентный режим наблюдается лишь в специфических случаях, в дальнейшем при рассмотрении придиафрагменного пограничного слоя будет иметься в виду ламинарный пограничный слой.

Стекая по плоскости диафрагмы, пограничный слой не только повышает температуру холодного потока T_x^* до величины T_{xp}^* , но и "загромождает" проходное сечение диафрагмы. Радиус, до которого распространяется пограничный слой, может быть определен из условия постоянства массового расхода

$$z_p = z_2 \sqrt{z_2 g - [1,38 m (wV)^{1/2}] / \sigma z} \quad (8)$$

Пограничный слой, движущийся вдоль камеры энергоразделения.

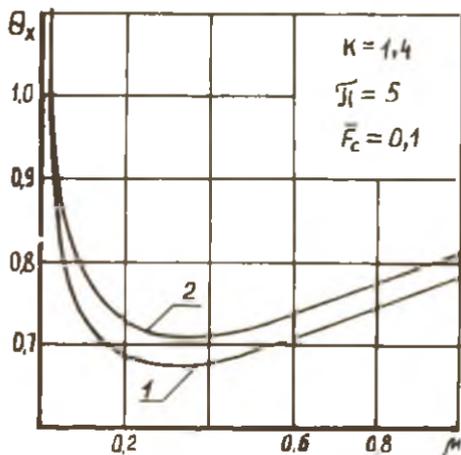
В работе [5] показано, что для винтовых потоков задача о пограничном слое в данном случае может быть сведена к решению уравнений пограничного слоя на пластине. При $Re \sim 10^4 \dots 10^5$ выражение для определения толщины пограничного слоя принимает вид

$$\delta = 0,37 z Re_z^{-0,2} \quad (9)$$

Массовый расход пограничного слоя может быть определен как

$$G_{пр} = 0,65 z R e^{-0,2} [(1-\mu)G] / [z_1(1-z_r)] \quad (10)$$

На рис.2 представлены результаты расчетов предельных температу-



турно-энергетических характеристик противоточной ВТ.

Приведенные соотношения для определения массовых расходов пограничных слоев позволяют оценить их влияние на энергетику противоточной ВТ. Энергетический баланс с учетом пограничных слоев примет вид

$$G T_1^* = G_x T_x^* + G_{пр} T_1^* + G_r T_r^* + G_{пр} T_1^* \quad (11)$$

Р и с. 2. Расчет предельных температурно-энергетических характеристик противоточной ВТ: 1 — по математической модели 1,2,4 ; 2 — с учетом предлагаемых уточнений

Сопоставляя уравнение (II) с энергобалансом без учета влияния пограничных слоев, получаем

$$G_n T_x^* = G_{пх} T_x^* + G_{пг} T_g^* \quad (12)$$

Величины $G_{пх} T_x^*$ и $G_{пг} T_g^*$ представляют собой потери энтальпии холодного (Δi_x) и горячего (Δi_g) потоков.

При определении эффективности работы вихревых охладителей в качестве эталона обычно используют идеальный детандер. С той же целью можно использовать модель идеальной ВТ. В этом случае предлагается в качестве критерия "действительный КПД" ВТ, представляющий собой отношение величины действительного эффекта охлаждения к предельным возможностям идеальной ВТ. Применение "действительного КПД" ВТ позволит сравнивать различные типы вихревых устройств, определять области, в которых имеются резервы дальнейшего совершенствования вихревых аппаратов.

Библиографический список

1. Меркулов А.П. О природе вихревого эффекта //Тр. КуАИ, 1969. Вып. 37. С.35-51.
2. Меркулов А.П. Энергетика и необратимость вихревого эффекта//Вихревой эффект и его промышленное применение.-Куйбышев:КуАИ, 1981. С.5-9.
3. Дейч М.Е. Техническая газодинамика.-М.:Энергия, 1974.- 592 с.
4. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике.- М.:Машиностроение, 1969.-183 с.
5. Гостинцев Ю.А. Теплообмен и гидродинамическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости//МФТ, 1968. № 5.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.-М.:Энергия, 1974.
7. Дорфман Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел.-М.:Госэнергоиздат, 1960.