

ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА ВНУТРИ ТРУБЧАТЫХ КАНАЛОВ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

В. В. Кузнецов, канд. техн. наук, доц.¹;
С. Н. Мовчан, начальник отдела²;
В. И. Романов, д-р техн. наук²;
А. П. Шевцов, д-р техн. наук¹

¹Национальный университет кораблестроения, г. Николаев

²ГП НПКГ «Заря»–«Машпроект», г. Николаев

Аннотация. Приведено теоретическое решение задачи теплоотдачи при закрутке потока внутри трубчатых каналов теплообменных аппаратов газотурбинных установок.

Ключевые слова: интенсификация, теплоотдача, поток, труба, теплообменный аппарат, газотурбинная установка.

Анотація. Наведено теоретичний розв'язок задачі тепловіддачі при закрученні потоку всередині трубчастих каналів теплообмінних апаратів газотурбінних установок.

Ключові слова: интенсифікація, тепловіддача, потік, труба, теплообмінний апарат, газотурбінна установка.

Abstract. Theoretical solution of heat transfer problem in swirling flow inside the tubular channels of heat exchangers of gas turbine plant are presented.

Keywords: intensification, heat transfer, flow, pipe, heat exchanger, gas turbine plant.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Использование регенерации и утилизации теплоты отработавших газов является эффективным способом повышения экономических показателей газотурбинных установок (ГТУ). Такие установки достаточно широко используются в современной энергетике как судовые энергетические установки, приводы электрогенераторов, нагнетателей, когенерационные установки для получения тепловой и электрической энергии.

Однако теплообменные аппараты, применяемые в составе ГТУ, имеют

высокие массогабаритные показатели из-за недостаточной эффективности теплопередачи между теплоносителями.

В настоящее время известно значительное количество способов интенсификации теплопередачи, в которых с увеличением теплопередачи в большей мере возрастает гидродинамическое сопротивление. Это вызывает необходимость поиска альтернативных способов интенсификации теплопередачи в теплообменных аппаратах.

Актуальность этой проблемы применительно к теплообменным аппаратам ГТУ сохранится продолжительное

время, так как даже при использовании начальных температур на уровне 1773 К эффективность простых циклов не превзойдет эффективности сложных циклов ГТУ при умеренных начальных температурах [5].

АНАЛИЗ ПУБЛИКАЦИЙ И ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К настоящему времени исследованию гидродинамики и теплообмена закрученных потоков применительно к деталям и узлам газотурбинного двигателя посвящено немало трудов. В большей части эти процессы изучены для охлаждения лопаток турбин и элементов жаровых труб. В результате получены критериальные уравнения для определения коэффициентов гидравлического сопротивления и теплообмена, а комплексный учет этих величин на интенсивность процессов переноса теплоты осуществляется согласно фактору аналогии Рейнольдса [1–4].

ВЫДЕЛЕНИЕ НЕРЕШЕННЫХ ЧАСТЕЙ ОБЩЕЙ ПРОБЛЕМЫ

Для интенсификации теплопередачи в теплообменных аппаратах процессы переноса теплоты следует интенсифицировать в большей мере со стороны, где теплоотдача хуже. Поэтому для трубчатых теплообменных аппаратов интенсификация теплообмена внутри канала за счет уменьшения толщины вязкого пограничного слоя теплоносителя более предпочтительна. Особенности теплоотдачи в теплообменных аппаратах определяются геометрическими показателями каналов и теплофизическими свойствами теплоносителей. Поэтому для более корректного обобщения результатов исследований и повышения их достоверности целесообразно при рассмотрении теплоотдачи использо-

вать аналитический метод решения фундаментальных уравнений движения и переноса энергии теплоносителем, в результате которого получить математическое выражение для определения коэффициента теплоотдачи.

ЦЕЛЬ СТАТЬИ — выполнить в безразмерном виде теоретическое решение задачи конвективного теплообмена внутри цилиндрического канала для закрученного потока теплоносителя.

Достижение указанной цели сводится к решению следующих задач:

1) выполнить математическую постановку задачи;

2) определить расчетные зависимости для расчета толщины пограничного слоя и коэффициента теплоотдачи на начальном участке формирования пограничных слоев скорости и температуры теплоносителя;

3) выполнить анализ полученного решения и обосновать условия его применения.

ИЗЛОЖЕНИЕ ОСНОВНОГО МАТЕРИАЛА

1. *Математическая постановка задачи.* В общем случае математическая постановка задачи стационарного конвективного теплообмена объединяет уравнения энергии, движения, неразрывности, состояния и теплообмена теплоносителя на поверхности канала и геометрические, теплофизические и граничные условия однозначности. Для турбулентного режима течения теплоносителя согласно положениям гидродинамической теории теплообмена [1, 2] рассматриваемая задача может быть сведена к интегральному уравнению пограничного слоя, уравнению аналогии турбулентного переноса теплоты и турбулентного касательного напряжения с граничными условиями:

– уравнение момента количества движения по продольной оси, уравно-

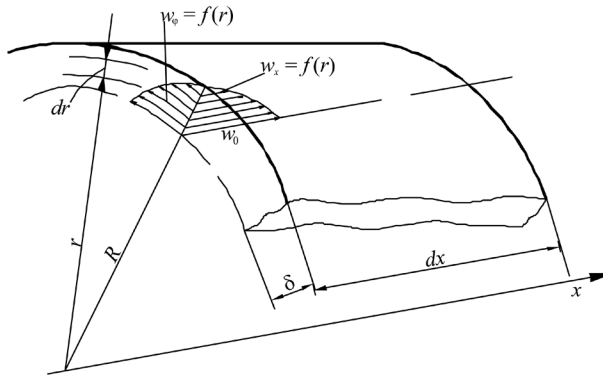


Рис. 1. Расчетная схема теплоотдачи

вешивающегося моментом сил трения относительно оси вращения (рис. 1),

$$\frac{d}{dx} \int_{R-\delta}^R w_x w_\phi r^2 dr = -\frac{\tau_{\phi 0} R^2}{\rho}; \quad (1)$$

уравнение аналогии Рейнольдса

$$\frac{q}{\tau_{\text{ст}}} = c_p \frac{t_{\text{ст}} - t}{w_0}; \quad (2)$$

граничные условия

для значений окружной составляющей скорости

$$\left. \begin{aligned} r = R \quad w_\phi = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 w_\phi}{\partial r^2} \right) = 0 \\ r = R - \delta \quad w_\phi = w(R - \delta), \quad \left(\frac{\partial w_\phi}{\partial r} \right) = 0 \end{aligned} \right\}; \quad (3)$$

для значения толщины пограничного слоя скорости

$$x = 0; \quad \delta = 0.$$

В этих выражениях w_x, w_ϕ — осевая и окружная составляющие скорости теплоносителя в пограничном слое; w_0 — осевая скорость вне пограничного слоя; τ_ϕ — касательное напряжение трения на стенке в окружном направлении; $\tau_{\text{ст}}$ — касательное напряжение на стенке; ρ — плотность теплоносителя в пограничном слое; q — плотность теплового потока; c_p — удельная теплоемкость теплоносителя; $t_{\text{ст}}, t$ — соответственно локальные значения температур стенки канала и теплоносителя; R — внутренний радиус канала; x, r — текущие

осевая и радиальная координаты соответственно; δ — толщина пограничного слоя.

2. Решение задачи. При установившемся турбулентном режиме течения по всему сечению потока в цилиндрическом канале распределения осевой и окружной составляющих скорости его движения задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} w_x &= w_0 \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^{1/7}; \\ w_\phi &= C_0 + C_1 \left(\frac{R-r}{\delta} \right) + \\ &+ C_2 \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^2 + C_3 \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^3. \end{aligned} \quad (4)$$

С учетом граничных условий (3) значения коэффициентов в (4) равны

$$\frac{\partial w_\phi}{\partial r} = -\frac{C_1}{\delta} - \frac{C_2}{\delta^2} 2(R-r) - \frac{C_3}{\delta^3} 3(R-r)^2;$$

$$\frac{\partial^2 w_\phi}{\partial r^2} = 2 \frac{C_2}{\delta^2} + 6 \frac{C_3}{\delta^3} (R-r);$$

$$r = R, \quad C_0 = 0, \quad C_2 = 0;$$

$$w(R - \delta) = C_1 + C_3;$$

$$0 = -\frac{C_1}{\delta} - 3 \frac{C_3}{\delta};$$

$$C_1 + C_3 = w(R - \delta);$$

$$C_1 + 3C_3 = 0;$$

$$C_1 = -3C_3;$$

$$-3C_3 + C_3 = w(R - \delta);$$

$$C_3 = -\frac{1}{2}w(R - \delta);$$

$$C_1 = \frac{3}{2}w(R - \delta).$$

Согласно обобщенной гипотезе Ньютона для вязкой несжимаемой жидкости при условии осевой симметрии, когда $\partial w_\varphi / \partial \varphi = 0$, касательное напряжение в окружном направлении

$$\tau_\varphi = \mu \left(\frac{\partial w_\varphi}{\partial r} - \frac{w_\varphi}{r} \right). \quad (5)$$

Тогда, согласно (5), касательное напряжение на стенке

$$\tau_{\varphi_0} = \mu \left[\left(\frac{\partial w_\varphi}{\partial r} \right)_{r=R} - \frac{w_\varphi}{r} \Big|_{r=R} \right], \quad (6)$$

и с учетом выражений (3), (4) и (6) принимает вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial w_\varphi}{\partial r} = \\ & = w(R - \delta) \left[\frac{3}{2} \left(-\frac{1}{\delta} \right) - \frac{3}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^2 \left(-\frac{1}{\delta} \right) \right]; \\ & \frac{\partial w_\varphi}{\partial r} \Big|_{r=R} = w(R - \delta) \left(-\frac{3}{2\delta} \right); \\ & w_\varphi \Big|_{r=R} = 0; \\ & \tau_{\varphi_0} = -\mu \frac{3}{2} \frac{w(R - \delta)}{\delta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Подстановка формул (3) и (7) в интегральное выражение (1) дает

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \left(w_0 \int_{R-\delta}^R \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^3 \right] r^2 dr \right) = \frac{3}{2} \mu \frac{1}{\delta} \frac{R^2}{\rho}; \\ & \frac{d}{dx} \left(\int_{R-\delta}^R \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^3 \right] r^2 dr \right) = \frac{3}{2} \frac{\nu R^2}{\delta w_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

В выражении (8) значение интеграла

$$\int_{R-\delta}^R \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{R-r}{\delta} \right)^3 \right] r^2 dr$$

и при замене переменных

$$\left(\frac{R-r}{\delta} \right) = u,$$

$$r = R - u\delta, r^2 = R^2 - 2Ru\delta + u^2\delta^2, dr = -\delta du,$$

а при $r = R - \delta$ $u = 1$ и при $r = R$ $u = 0$.

В результате интегрирования получено

$$\begin{aligned} & \int_1^0 u^{\frac{1}{7}} \left[\frac{3}{2} u - \frac{1}{2} u^3 \right] (R^2 - 2Ru\delta + u^2\delta^2)^2 (-\delta du) = \\ & = (-\delta) \int_1^0 u^{\frac{1}{7}} \left[\frac{3}{2} u - \frac{1}{2} u^3 \right] (R^2 - 2Ru\delta + u^2\delta^2)^2 du = \\ & = (-\delta) \int_1^0 u^{\frac{1}{7}} \left(\frac{3}{2} R^2 u - \frac{1}{2} R^2 u^3 - \frac{3}{2} 2Ru^2\delta + \frac{1}{2} 2R\delta u^4 + \frac{3}{2} u^3\delta^2 - \frac{1}{2} \delta^2 u^5 \right) du = \\ & = (-\delta) \int_1^0 \left(\frac{3}{2} R^2 u^{1+\frac{1}{7}} - \frac{1}{2} R^2 u^{3+\frac{1}{7}} - 3Ru^{2+\frac{1}{7}}\delta + R\delta u^{4+\frac{1}{7}} + \frac{3}{2} u^{3+\frac{1}{7}}\delta^2 - \frac{1}{2} \delta^2 u^{5+\frac{1}{7}} \right) du = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= (-\delta) \int_1^0 \left(\frac{3}{2} R^2 u^{\frac{8}{7}} - 3R\delta u^{\frac{15}{7}} - \left(\frac{1}{2} R^2 - \frac{3}{2} \delta^2 \right) u^{\frac{22}{7}} + R\delta u^{\frac{29}{7}} - \frac{1}{2} \delta^2 u^{\frac{36}{7}} \right) du = \\
 &= (-\delta) \left\{ \frac{3}{2} R^2 \frac{u^{\frac{8}{7}+1}}{1+\frac{8}{7}} \Big|_1^0 - 3R\delta \frac{u^{\frac{15}{7}+1}}{1+\frac{15}{7}} \Big|_1^0 - \left(\frac{1}{2} R^2 - \frac{3}{2} \delta^2 \right) \frac{u^{\frac{22}{7}+1}}{1+\frac{22}{7}} \Big|_1^0 + R\delta \frac{u^{\frac{29}{7}+1}}{1+\frac{29}{7}} \Big|_1^0 - \frac{1}{2} \delta^2 \frac{u^{\frac{36}{7}+1}}{1+\frac{36}{7}} \Big|_1^0 \right\} = \\
 &= \delta \left[\frac{3}{2} \frac{7}{15} R^2 (1)^{\frac{15}{7}} - 3 \frac{7}{22} R\delta (1)^{\frac{22}{7}} - \left(\frac{1}{2} R^2 - \frac{3}{2} \delta^2 \right) \frac{7}{29} (1)^{\frac{29}{7}} + R\delta \frac{7}{36} (1)^{\frac{36}{7}} - \frac{1}{2} \frac{7}{43} \delta^2 (1)^{\frac{43}{7}} \right] = \\
 &= \frac{21}{30} R^2 \delta - \frac{21}{22} R\delta^2 - \frac{7}{29} \left(\frac{1}{2} R^2 \delta - \frac{3}{2} \delta^3 \right) + \frac{7}{36} R\delta^2 - \frac{7}{86} \delta^3 = \\
 &= \frac{21}{30} R^2 \delta - \frac{21}{22} R\delta^2 - \frac{7}{58} R^2 \delta - \frac{21}{58} \delta^3 + \frac{7}{36} R\delta^2 - \frac{7}{86} \delta^3 = \\
 &= \frac{609-105}{870} R^2 \delta + \frac{-378+77}{396} R\delta^2 + \frac{903-203}{2494} \delta^3 = \frac{504}{870} R^2 \delta - \frac{301}{396} R\delta^2 + \frac{700}{2494} \delta^3 = \\
 &= \frac{84}{145} R^2 \delta - \frac{301}{396} R\delta^2 + \frac{350}{1247} \delta^3. \tag{9}
 \end{aligned}$$

Дифференцирование (9) позволяет получить дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными при граничных условиях

$$\begin{aligned}
 &d \left(\frac{84}{145} R^2 \delta - \frac{301}{396} R\delta^2 + \frac{350}{1247} \delta^3 \right) = \frac{3}{2} \frac{vR^2}{\delta w_0} dx \\
 &\left(\frac{84}{145} R^2 - \frac{301}{198} R + \frac{1050}{1247} \delta^2 \right) d\delta = \frac{3}{2} \frac{vR^2}{\delta w_0} dx; \\
 &\int_0^{\delta} \left(\frac{84}{145} R^2 \delta - \frac{301}{198} R\delta^2 + \frac{1050}{1247} \delta^3 \right) d\delta = \\
 &= \int_0^x \frac{3}{2} \frac{vR^2}{w_0} dx. \tag{10}
 \end{aligned}$$

Интеграл уравнения (10) с учетом граничных условий для толщины пограничного слоя скорости равен

$$\begin{aligned}
 &\frac{84}{145} R^2 \frac{\delta^2}{2} - \frac{301}{198} R \frac{\delta^3}{3} + \frac{1050}{1247} \frac{\delta^4}{4} = \\
 &= \frac{3}{2} \frac{v}{w_0} R^2 x + C;
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\frac{42}{145} R^2 \delta^2 - \frac{301}{594} R\delta^3 + \\
 &+ \frac{525}{2494} \delta^4 = \frac{3}{2} \frac{v}{w_0} R^2 x;
 \end{aligned}$$

$$\delta^4 - 2,41R\delta^3 + 1,38R^2\delta^2 = 7,13 \frac{v}{w_0} R^2 x. \tag{11}$$

Если выражение в левой части уравнения (11) представить в виде произведения

$$(\delta^2 - 2,41R\delta + 1,38R^2) \delta^2 = 7,13 \frac{v}{w_0} R^2 x;$$

$$\delta^2 (\delta - 1,175R)^2 = 7,13 \frac{v}{w_0} R^2 x,$$

то его можно преобразовать как

$$1) -\delta^2 + 1,175R + 2,67R \sqrt{\frac{v_x}{w_0}} = 0;$$

$$2) \delta^2 - 1,175R - 2,67R \sqrt{\frac{v_x}{w_0}} = 0;$$

$$3) -\delta^2 + 1,175R - 2,67R \sqrt{\frac{v_x}{w_0}} = 0;$$

$$4) \delta^2 - 1,175R + 2,67R \sqrt{\frac{v_x}{w_0}} = 0,$$

где

$$\delta_{1,2} = 0,5875R \pm 0,5875R \sqrt{1 + \frac{2,67}{\sqrt{\frac{w_0 R}{v}}} \sqrt{\frac{x}{R}}}$$

$$\delta > 0 \qquad \delta < R$$

$$\delta_{1,2} = 0,5875R \pm 0,5875R \sqrt{1 - \frac{2,67}{\sqrt{\frac{w_0 R}{v}}} \sqrt{\frac{x}{R}}}$$

Понижение степени уравнения вдвое и определение корней полученного ква-

дратного уравнения позволяют определить следующую зависимость для толщины пограничного слоя:

$$\delta = 0,5875R \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2,67}{\sqrt{\frac{w_0 R}{v}}} \sqrt{\frac{x}{R}}} \right] =$$

$$= 0,5875R \left[1 - \sqrt{1 - \frac{5,34}{\sqrt{Re_d}} \sqrt{\frac{x}{2R}}} \right], \quad (12)$$

где $Re_d = w_0 d/v$ — число Рейнольдса.

Разложение в ряд Маклорена выражения в скобках приводит (12) к виду

$$\sqrt{1 - \frac{5,34}{\sqrt{Re_d}} \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{2}}} = F(X) \quad X = \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{2}};$$

$$F(X) = F(X) + F'(X)X + \frac{1}{2}F''(X)X^2 + \dots$$

$$F(X) = 1 - \frac{1}{2} \frac{5,34}{\sqrt{Re_d}} (X)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{8} \frac{5,34^2}{\sqrt{Re_d}^2} (X)^{\frac{1}{2}^2} - \dots =$$

$$= 1 - \frac{2,67}{\sqrt{Re_d}} (X)^{\frac{1}{2}} + \frac{3,564}{\sqrt{Re_d}^2} (X) - \dots$$

$$\delta = 0,5875R \left(1 - 1 + \frac{2,67}{\sqrt{Re_d}} (X)^{\frac{1}{2}} - \frac{3,564}{\sqrt{Re_d}^2} (X) + \dots \right) =$$

$$= 1,569R \frac{1}{\sqrt{Re_d}} (X)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{2,272}{\sqrt{Re_d}} (X)^{\frac{1}{2}} + \dots \right). \quad (13)$$

При условиях $X < 30$ и $Re_d > 10^4$ с достаточной степенью точности можно принять

$$\delta \approx 1,569R \sqrt{\frac{X}{Re_d}}. \quad (14)$$

На основании выражений (7) и (14) выражения для поперечной и продольной [1] составляющих касательного напряжения на стенке имеют следующий вид

$$\tau_{\varphi_0} = -\frac{3}{2} \mu \frac{w(R-\delta)}{\delta} = -\frac{3}{2} \mu w \left(\frac{R}{\delta} - 1 \right) =$$

$$= -\frac{3}{2} \mu w \left(\frac{R}{1,569R \sqrt{\frac{X}{Re_d}}} - 1 \right) =$$

$$= -\frac{3}{2} \mu w \left(0,637 \sqrt{\frac{Re_d}{x/d}} - 1 \right); \quad (15)$$

$$\tau_0 = 0,0225 \rho w_0^{7/4} \left(\frac{v}{\delta} \right)^{1/4} =$$

$$= 0,0225 \rho w_0^{7/4} \left(\frac{v \sqrt{Re_d}}{1,569R \sqrt{X}} \right)^{1/4}. \quad (16)$$

Так как суммарное касательное напряжение на стенке при закрутке теплоносителя становится больше, чем без нее, то с учетом выражений (15) и (16) касательное напряжение на стенке при условии его линейной зависимости равно

$$\tau_{ст} = a\tau_0 \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right], \quad (17)$$

где a — неизвестный коэффициент; f — функция закрутки потока.

Из уравнения аналогии Рейнольдса (2) значения местного коэффициента теплоотдачи можно выразить как

$$\alpha = \frac{c_p \tau_{ст}}{w_0} \quad (18)$$

Подставив в уравнение (18) выражения (16) и (17), можно получить

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{c_p}{w_0} a\tau_0 \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right] = \frac{c_p}{w_0} a \cdot 0,0225 \rho w_0^{7/4} \left(\frac{v\sqrt{\text{Re}_d}}{1,569R\sqrt{\frac{x}{d}}} \right)^{1/4} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right] = \\ &= \frac{c_p}{w_0} a \cdot 0,0225 \rho w_0^{7/4} \frac{v^{1/4} \sqrt{\text{Re}_d}^{-1/4}}{\left(0,785d\sqrt{\frac{x}{d}}\right)^{1/4}} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right] = \\ &= \frac{1}{0,93} a \cdot 0,0225 \frac{c_p \rho}{w_0} \frac{w_0^{7/4} v^{1/4} \sqrt{\text{Re}_d}}{d^{1/4} \sqrt{\frac{x}{d}}} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Приведение выражения (19) к безразмерному виду дает

$$\begin{aligned} \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} &= \frac{1}{0,93} a \cdot 0,0225 \frac{c_p \rho}{w_0} \frac{d}{\lambda} \frac{w_0^{7/4} v^{1/4} \sqrt{\text{Re}_d}}{d^{1/4} \sqrt{\frac{x}{d}}} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right]; \\ \text{Nu}_d &= \frac{1}{0,93} a \cdot 0,0225 \frac{c_p \rho v}{\lambda} \frac{d^{3/4} w_0^{3/4} \sqrt{\text{Re}_d}}{v^{3/4} \sqrt{\frac{x}{d}}} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right] = \\ &= a \cdot 0,0225 \text{Re}_d^{7/8} \text{Pr} \frac{10,55}{\left(\frac{x}{d}\right)^{1/8}} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\phi_0}}{a\tau_0}\right) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Выражение (20) состоит из двух слагаемых, первое из которых не зависит от вращения и характеризует теплоотдачу в трубе без вращения потока, а второе слагаемое

учитывает влияние вращения потока. Если использовать критериальное выражение для теплоотдачи при движении газа в короткой трубе без вращения потока [1], то

$$\text{Nu}_0 = 0,022 \text{Re}_d^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \frac{1,38}{\left(\frac{x}{d}\right)^{0,12}}; \quad 0,022 \text{Re}_d^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \frac{1,38}{\left(\frac{x}{d}\right)^{0,12}} \approx 0,0225 \text{Re}_d^{0,875} \text{Pr} \frac{10,55a}{\left(\frac{x}{d}\right)^{0,125}}$$

и окончательное выражение для местного значения коэффициента теплоотдачи имеет вид

$$\alpha = \frac{0,131 \left(\frac{x}{d}\right)^{0,005}}{\text{Re}_d^{0,075} \text{Pr}^{0,57}} \times \text{Nu}_d = 0,022 \text{Re}_d^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \times \left(\frac{x}{d}\right)^{0,12} \left[1 + f\left(\frac{\tau_{\varphi_0}}{a\tau_0}\right)\right]. \quad (21)$$

3. Анализ полученного решения и обоснование условий его применения. Полученные уравнения (13), (14) и (21) для толщины и коэффициента теплоотдачи на начальном участке формирования пограничных слоев скорости и температуры теплоносителя при наличии закрутки учитывают особенности теплоотдачи, связанные с влиянием геометрических показателей каналов и теплофизических свойств теплоносителя.

Зависимости толщины пограничного слоя для скорости в виде выражений (13) и (14) позволяют анализировать длину гидродинамического начального участка и при необходимости корректировать толщину пограничного слоя путем дополнительного воздействия закруткой.

Критериальное уравнение (21) имеет дополнительный множитель в виде функции, зависящей от отношения окружной и осевой составляющих касательного напряжения, а также относи-

тельной длины канала. Эта функция f , определяемая по экспериментальным данным, способна учитывать и другие особенности формирования и компоновки трубчатых пучков в теплообменных аппаратах, применяемых в составе газотурбинных установок.

ВЫВОДЫ

1. В результате аналитического решения задачи конвективного теплообмена внутри цилиндрического канала для закрученного потока теплоносителя получены выражения для расчета толщины гидродинамического пограничного слоя и числа Нуссельта. 2. Представление критериального уравнения для коэффициента теплоотдачи на начальном участке формирования пограничных слоев скорости и температуры теплоносителя при наличии закрутки теплоносителя в виде произведения двух функций, первая из которых не учитывает влияние закрутки теплоносителя на его теплоотдачу стенке канала, а вторая учитывает это влияние, обеспечивает более широкое сравнение и обобщение результатов, полученных различными авторами. 3. Наличие в критериальном уравнении для коэффициента теплоотдачи экспериментально определяемой функции вызывает необходимость продолжения исследований в этом направлении с целью установления влияния геометрических показателей каналов и теплофизических свойств теплоносителя на эффективность теплоотдачи и теплопередачи в целом.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Бузник, В.М.** Интенсификация теплообмена в судовых установках [Текст] / В.М. Бузник. — Л. : Судостроение, 1969. — 364 с.
- [2] **Исаченко, В.П.** Теплопередача [Текст] / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. — М. ; Л. : Энергия, 1965. — 424 с.
- [3] Обеспечение показателей надежности и ресурса ГТД стационарного применения [Текст] / Ю.М. Ануров [и др.]. — Харьков : Монограф, 2011. — 320 с.

- [4] Розробка й впровадження суднових ГТД ДП НВКГ «Зоря»—«Машпроект» [Текст] / А. І. Хоменко, В. В. Романов, С. К. Чернов [та ін.]. — Миколаїв : Видавництво Торубари О.С., 2010. — 288 с.
- [5] Теплообмен и гидродинамика при циклонном охлаждении лопаток газовых турбин [Текст] / А. А. Халатов, В. В. Романов, И. И. Борисов, Ю. Я. Дашевский, С. Д. Северин. — К. : Институт технической теплофизики НАН Украины, 2010. — 317 с.