

Лобанов Игорь Евгеньевич, Дедов Алексей Викторович

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИФИЦИРОВАННОГО ТЕПЛОБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЛЕНТОЧНЫХ ЗАКРУЧИВАТЕЛЕЙ ПОТОКА

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2010/10/20.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2010. № 10 (41). С. 55-70. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2010/10/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net
Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

где $u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$, \mathbf{n} – вектор внешней нормали к Γ , $\alpha \in [0,1]$ – заданный коэффициент, а $d(x, y, t)$ есть некоторая *границная функция*, считающаяся известной. Функцию d из (4) для определенности продолжим нулем на $\Gamma_1 \times (0, T)$. Заметим, что на твердой части границы (4) имеет вид обычного условия непротекания: $u_n = 0$ на $\Gamma_1 \times (0, T)$.

Отметим также, что единичный вектор внешней нормали имеет вид $\mathbf{n} = (n_1, n \cdot n_2/m)$, где выражения для $n_1(x, y), n_2(x, y)$ зависят от способа параметризации участка границы $\Delta\Gamma$, на котором вычисляется \mathbf{n} . Например, если Γ ориентирована так, что при ее обходе область Ω остается слева, а участок $\Delta\Gamma$ ориентирован в сторону возрастания x допускает локальное представление вида $F(x, y) \equiv (r(x) + y = 0$ при $x \in (x_{1,\Gamma}, x_{2,\Gamma})$, то $n_1 = -(r(x))_x/D, n_2 = -1/D$, где $D = ((r(x))_x^2 + \sin^2(r(x)))^{1/2}$, а интеграл по $\Delta\Gamma$ задается выражением

$$\int_{\Delta\Gamma} \cdot d\Gamma = \int_{x_{1,\Gamma}}^{x_{2,\Gamma}} \cdot R_3 \left((r(x))_x^2 + \sin^2(r(x)) \right)^{1/2} dx$$

Очевидно, что если на $\Delta\Gamma$ имеем $r(x) = \text{const}$, то $\mathbf{n} = (0, -1)$, а также $\int_{\Delta\Gamma} \cdot d\Gamma = \int_{x_{1,\Gamma}}^{x_{2,\Gamma}} \cdot dx/m$ (Для простоты другие возможные параметризации участка границы $\Delta\Gamma$ мы здесь не будем обсуждать).

В качестве начальных условий для (3) принимаются обычные начальные условия

$$u = u_{(0)}(x, y), v = v_{(0)}(x, y), \alpha = \alpha_{(0)}(x, y), \text{ при } t = 0, \text{ в } \Omega. \quad (5)$$

Таким образом, прямая нестационарная задача от отыскания u, v, α формулируется как: при заданных $f_1, f_2, f_3, d, u_{(0)}, v_{(0)}, \alpha_{(0)}$ требуется найти u, v, α , удовлетворяющие при почти всех (t, x, y) уравнениям (3) и условиям (4), (5).

Пусть в системе (1) помимо u, v, α неизвестной является также функция G . Как легко заметить, при использовании (1) при $\alpha = 0$ или $\Gamma = \Gamma_1$ для отыскания G возникает неоднозначность определения этой функции. Для устранения этой неоднозначности необходимо ввести дополнительное условие на G , используя, например, подходящее условие баланса в рассматриваемой акватории Ω . Нас интересуют прежде всего приливообразующие силы, порождаемые приливным потенциалом G , то есть вектор $F_0 = g\nabla G$. Поэтому считать, что G ищется в подпространстве $\int_{\Omega} G d\Omega = 0$ при $t \in (0, T)$.

Список литературы

1. Вольцингер Н. Е., Клеванный К. А., Пелиновский Е. Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. Л.: Гидрометеоиздат, 1989.
2. Марчук Г. И., Каган Б. А. Океанские приливы: математические модели и численные эксперименты. Л.: Гидрометеоиздат, 1977.
3. Некрасов А. В. Энергия океанских приливов. Л.: Гидрометеоиздат, 1990.
4. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984. Т. 1, 2.
5. Agoshkov V. I. Inverse problems of the mathematical theory of tides: boundary-function problem // Russian journal of numerical analysis and mathematical modelling. 2005. Vol. 20. No. 1. P. 1-18.

УДК 536.27:621.1.016

Игорь Евгеньевич Лобанов, Алексей Викторович Дедов
Московский авиационный институт
Московский энергетический институт

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИФИЦИРОВАННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЛЕНТОЧНЫХ ЗАКРУЧИВАТЕЛЕЙ ПОТОКА[©]

1. Интенсификация теплообмена при турбулентном течении в круглых трубах с ленточными закручивателями

Трубчатые теплообменные устройства и теплообменные аппараты находят все большее применение во многих современных областях техники. Если заданы расходы, гидравлические потери, температуры, тепловые потоки теплоносителей, то снижение габаритов и массы вышеупомянутых теплообменных устройств и аппаратов может иметь место за счет интенсификации теплообмена. Под интенсифицированным понимается теплообмен при турбулентном течении теплоносителя в прямых круглых трубах с вставкой из скрученной ленты [2; 8; 9].

Ленточные закручиватели потока относятся к т.н. непрерывным закручивателям потока. Их преимущество над дискретной закруткой потока заключается в том, что диссипативные силы не уменьшают степень закрутки потока по длине трубы, что способствует увеличению средней теплоотдачи, но гидросопротивление при этом увеличивается вследствие дополнительных потерь на трение на поверхности скрученной ленты. Комбинированная интенсификация теплообмена - вставка скрученной ленты в трубу с накаткой [13] - имеет очень высокий опережающий рост гидравлического сопротивления канала по сравнению с ростом теплообмена.

Кроме того, при закрутке всего потока турбулизации подвергается полностью весь поток, а при дискретных турбулизаторах - только пристенный слой, что более выгодно с точки зрения соотношения роста теплообмена к росту гидросопротивления, что наиболее полно доказано в [12] - с экспериментальной, а в [5] - с теоретической точек зрения соответственно. Однако, закрутка всего потока (от оси до стенки) скрученной лентой имеет преимущество перед шнеком, поскольку она не перегораживает трубу полностью, что, требует большего количества металла и повышает вероятность загрязнений и заносов [8].

В [5; 7] теоретическим образом доказано, что предельный интенсифицированный теплообмен в кольцевых каналах несколько меньше, чем в круглых трубах, поэтому скрученная лента имеет преимущество перед шнеком и с точки зрения предельной интенсификации теплообмена.

Кроме вышеупомянутого метода закрутки потока применяются и локально расположенные закручиватели потока (закрученный затухающий поток по длине трубы) [8].

В данном исследовании применяется поток с т.н. постоянной непрерывной закруткой по всей длине трубы, обеспечиваемой при фиксированном угле закрутки с постоянным отношением тангенциальной и осевой составляющих скорости скрученного потока. Уровень интенсифицированного теплообмена зависит как от гидродинамических и тепловых условий процесса, так и от конструктивных параметров закручивающих устройств. Ленточные закручиватели потока с постоянной закруткой в прямых круглых трубах повышают теплосъем на (20÷30)% при равных потерях на гидросопротивление [8; 9].

Процесс интенсифицированного теплообмена при применении ленточных закручивателей отличается сложностью, что обуславливает преимущественно экспериментальное его исследование [1; 2; 3; 8; 9; 13]. Многочисленные экспериментальные работы, список которых имеется в [2; 8; 9], подтверждают высокую эффективность вставки ленточных закручивателей потока как для воздуха и воды, так и для трансформаторного масла. Исходя из этого, очень важным представляется теоретическое исследование вопроса о влиянии числа Прандтля Рейнольдса в широком диапазоне их изменения на интенсифицированный теплообмен в трубах с ленточными завихрителями различной геометрии.

Основным недостатком экспериментального подхода к интенсифицированному теплообмену при турбулентном течении в трубах с применением ленточных закручивателей потока является то, что полученные экспериментальные данные относительно течения и теплообмена справедливы только для конкретных режимов течений и геометрии скрученной ленты, где они проводились.

Теоретические расчетные методы исследования интенсификации теплообмена при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой представляются эффективными, но они разработаны еще недостаточно, опираются на упрощенные модели сложных физических явлений, а допущения, на которых они основываются, могут привести к ощутимому расхождению с опытными данными на что указывается, например в [2; 8; 9; 13].

Перспективной представляется теоретическая модель расчета интенсифицированного теплообмена и гидросопротивления в круглых трубах со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя, сгенерированная в [3] как для классических граничных условий теплообмена [8; 9], так и при одностороннем теплообмене [1; 2], но вышеуказанная модель не смогла решить всех поставленных проблем.

Вышеизложенное обуславливает необходимость генерации новых, более совершенных, чем имеющиеся расчетно-теоретических методов исследования интенсификации теплообмена (для различных его граничных условий) при применении скрученной ленты потока.

2. Теоретическое исследование гидравлического сопротивления в круглых трубах с ленточными завихрителями при турбулентном течении

Увеличение гидросопротивления при применении ленточных закручивателей потока происходит из-за увеличения поверхности трения теплоносителя о стенки ленты и в результате возникновения вторичных течений.

Наиболее сложная и адекватная и классическим [8; 9], и неклассическим [1; 2] граничным условиям математическая модель расчета гидросопротивления для труб со скрученной лентой была предложена в [6].

Предлагаемая теория решает данную задачу с иных позиций и позволяет детерминировать гидросопротивление для труб со вставленной лентой в более широком диапазоне определяющих параметров, в том числе, для более низких чисел Рейнольдса, чем в [Там же].

Динамика стабилизированного турбулентного течения в прямой круглой трубе со скрученной лентой выглядит следующим образом. Для начала следует выделить два сечения на некотором расстоянии друг от друга и ввести систему координат, в которой ось направлена в аксиальном направлении по оси трубы, а ось y - по нормали к винтовой поверхности скрученной ленты.

Закон сохранения импульса запишем в следующей форме:

$$\begin{cases} R_{Tx}^T + R_K^T + R_{nx}^T + R_{px}^T = 0; \\ M_{Tx}^T + M_K^T + M_{plx}^T = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где R_{Tx}^T - проекция равнодействующей касательных напряжений на поверхность трубы; R_{Tx}^H - проекция равнодействующей касательных напряжений на поверхность ленты; R_{nx}^H - проекция равнодействующей нормальных сил давления на поверхность ленты; R_{px}^H - проекция равнодействующей сил давления, действующих на поток в выделенных сечениях; M_{Tx}^T - момент от касательных напряжений на трубе; M_{Tx}^H - момент от касательных напряжений на ленте; M_{px}^H - момент от нормальных сил давления на ленте.

Скрученная лента, точнее ее винтовая поверхность, есть совокупность активной и пассивной полостей.

Активная часть винтовой поверхности закручивает поток, на ней проекция нормали к винтовой поверхности и проекция вектора аксиальной скорости имеют разные знаки; на пассивной части - одинаковые. На активной и пассивной частях скрученной ленты нормальные силы давления на равных расстояниях от оси трубы имеют различные значения.

Возникающие в трубе со скрученной лентой избыточные массовые силы могут либо возмущать поток, вызывая в нем циркуляционные течения (активное воздействие на поток), либо стабилизировать его, подавляя возмущения, возникающие под влиянием сил давления (консервативное воздействие на поток).

Решение системы уравнений (1) с принятием дополнительных допущений, согласно [9], выглядит следующим образом:

$$\Delta p \left(\Pi - \frac{2t}{R_0} \right) R_0^2 = L \overline{T}_x^2 R_0 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right), \quad (2)$$

где p - давление; L - длина трубы; H и t - шаг и толщина скрученной ленты соответственно; R_0 - радиус круглой трубы; \overline{T}_x - проекция вектора касательных напряжений.

Введя коэффициент сопротивления трению $\tau_{TP} = \frac{2\Delta p D_3}{w_x^2 L}$ и эквивалентный (гидравлический) диаметр канала

$D_3 = (D_r) = 2R_0 \left(\Pi - \frac{2t}{R_0} \right) / \left(\Pi - 2 - \frac{t}{R_0} \right)$ преобразуем выражение (2) к следующему виду:

$$\tau_{TP} \frac{\overline{w}_x^2}{2} = \frac{4\overline{T}_x^2}{\Pi + 2 - \frac{t}{R_0}} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right). \quad (3)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления в канале со скрученной лентой будет равен сумме коэффициентов сопротивления на трение и вихревое смешение:

$$= \tau_{TP} + \tau_{BC} \quad (4)$$

Результирующая скорость на внешней границе пограничного слоя детерминирована на основе допущения, что угол наклона вектора скорости к осевой зависит только от радиуса; основное изменение скорости будет вблизи стенки, а в ядре потока ее можно принять равной \overline{w}_x , следовательно [3; 6; 8]:

$$w_2 = \frac{\overline{w}_x}{\Pi + 2} \left(\Pi \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2IR_0}{H} + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right). \quad (5)$$

Далее предполагается, что потери на трение пропорциональны длине винтовых линий тока, а средняя длина винтовой линии равна:

$$L_2 = \frac{L}{\Pi + 2} \left(\Pi \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2IR_0}{H} + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right). \quad (6)$$

Вышепредставленные допущения позволяют детерминировать отношение коэффициентов трения в трубе со скрученной лентой и трубы без ленты τ_0 [3]:

$$\frac{TP}{0} = \left\langle \frac{1}{\Pi+2} \left(\Pi \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H} \left(\sqrt{1+4 \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2IR_0}{H} + \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right) \right\rangle^{\frac{3n+1}{n+1}}. \quad (7)$$

Основное допущение, сделанное при выводе выражения (7) заключалось в том, что вектор скорости располагается по винтовым линиям, однако, происходит девиация вектора вследствие поперечных вторичных потоков. Причина появления вторичных потоков заключается, в основном, в следующем. Тангенциальные составляющие избыточных сил давления на стенках ленты, образующиеся при изменении количества движения вторичных потоков у стенки ленты, уравниваются действующим на выделенный объем теплоносителя моментом относительно оси трубы тангенциальных составляющих касательных напряжений на стенках трубы и ленты. Течение вышеупомянутых вторичных потоков моделируется следующим образом. Вторичные потоки притекают к концам ленты, поворачивают, проходят вдоль ленты к центру, снова поворачивают, а затем выходят по радиусу к центру канала и выносят в ядро основного потока массу жидкости с малым количеством движения в аксиальном направлении.

Следовательно, момент нормальных сил давления на ленте M_{pnx}^{Π} может быть детерминирован в зависимости от коэффициента гидравлического сопротивления в канале со скрученной лентой τ_{TP} [Там же]:

$$M_{pnx}^{\Pi} = 0,25 \tau_{TP} L R_0^2 \bar{w}_x \times$$

$$\times \left\{ \frac{2IR_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{IR_0}{H} \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{32} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \ln \frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \left(\Pi + 2 - \frac{t}{R_0} \right)^{-1} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \right. \right. \quad (8)$$

$$\left. \left. + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \left(\frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right) \right\}^{-1},$$

а момент импульсов вторичных потоков относительно оси трубы M_{Bx} :

$$M_{Bx} = 4 \bar{w}_B L b_1 b_2 \quad (9)$$

где \bar{w}_B - скорость поперечного вторичного потока; b_1 - ширина вторичного потока при его течении вдоль ленты в направлении оси x ; b_2 - смещение точки встречи двух вторичных потоков относительно оси y .

Используя равенство моментов $M_{pnx}^{\Pi} = M_{Bx}$, получим:

$$\frac{\bar{w}_B}{\bar{w}_x} = \sqrt{\frac{\tau_{TP}}{32}} \left\{ \frac{2IR_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{IR_0}{H} \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{32} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \ln \frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right\}^{\frac{1}{2}} \times$$

$$\times \left\{ \left(\Pi + 2 - \frac{t}{R_0} \right)^{-1} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \right. \quad (10)$$

$$\left. + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right\}^{\frac{1}{2}} \left/ \sqrt{\frac{b_1 b_2}{R_0 R_0}} \right.$$

Дополнительное увеличение скорости $\Delta \bar{w}_x$, приобретаемое массой теплоносителя вследствие выноса радиальным потоком, исходя из логарифмического профиля скорости будет пропорциональна среднерасходной скорости:

$$\Delta w_x \propto \bar{w}_x \cdot \ln \frac{b_3}{b_1} \sqrt{\frac{TP}{8}} \left\{ \frac{1}{\Pi + 2 - \frac{t}{R_0}} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \left[\frac{\left(\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H} \right)}{\left(\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H} \right)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

где b_3 - глубина (эффективная) проникновения вторичного потока в ядро потока.

Энергия давления, затрачиваемая на разгон вынесенной в ядро массы теплоносителя из пристенного слоя есть потери на вихревое смешение:

$$\Delta p_B \left(\Pi - \frac{2t}{R_0} \right) R_0^2 = 2 \bar{w}_B \Delta w_x L b_1, \quad (12)$$

поэтому потери на вихревое смешение будут пропорциональны:

$$\begin{aligned} BC \propto & \sqrt{\frac{2IR_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{IR_0}{H} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{32} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2} \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{\Pi + 2 - \frac{t}{R_0}} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) \right) + \right. \\ & \left. + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right\}^{-1} \sqrt{\frac{b_1}{b_2}} \ln \frac{b_3}{b_1}. \quad (13) \end{aligned}$$

Интенсивность вторичных потоков характеризуется безразмерным параметром $\sqrt{\frac{b_1}{b_2}} \ln \frac{b_3}{b_1}$, который пропорционален моменту от нормальных сил давления на ленте M_{px}^J , следовательно:

$$\begin{aligned} BC \propto & \Lambda_1 \cdot \left\{ \frac{2IR_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{IR_0}{H} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{32} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2} \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right\}^{\frac{3}{2}} \times \\ & \times \left\{ \left(\Pi + 2 - \frac{t}{R_0} \right)^{-1} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) \right) + \right. \\ & \left. + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \left[\frac{\left(\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H} \right)}{\left(\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H} \right)} \right] \right\}^{-2}, \quad (14) \end{aligned}$$

где Λ_1 - константа.

Т.к. значения Π и TP близки между собой, то, подставив выражения (7) и (11) в соотношение (4), получим окончательную зависимость для коэффициента гидравлического сопротивления для трубы со скрученной лентой:

$$\begin{aligned}
&= \left\langle \frac{1}{\Pi+2} \left(\Pi \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} + \frac{2 \Gamma R_0}{H} \left(\sqrt{1+\left(\frac{H}{2 \Gamma R_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2 \Gamma R_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2 \Gamma R_0}{H} + \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right) \right\rangle^{\frac{3n+1}{n+1}} \times \\
&\times \left[- \left\{ \frac{2 \Gamma R_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{\Gamma R_0}{H} \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{\Gamma R_0} \right)^2 \right) - \frac{1}{32} \left(\frac{H}{\Gamma R_0} \right)^2 \ln \frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} + \frac{2 \Gamma R_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} - \frac{2 \Gamma R_0}{H}} \right\}^{\frac{3}{2}} \times \right. \\
&\times \left. \left\langle \frac{1}{\Pi+2} \left(\Pi \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} + \frac{2 \Gamma R_0}{H} \left(\sqrt{1+\left(\frac{H}{2 \Gamma R_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2 \Gamma R_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2 \Gamma R_0}{H} + \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right) \right\rangle^{\frac{3n+1}{n+1}} \times \right. \\
&\times \left. \left\{ \frac{1}{\Pi+2 - \frac{t}{R_0}} \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2 \Gamma R_0}{H} \right) + \sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{\Gamma R_0}{H} - \frac{H}{8 \Gamma R_0} \right) + \right. \right. \\
&\left. \left. + \frac{H}{4 \Gamma R_0} \left(1 + \frac{H}{8 \Gamma R_0} \right) \ln \left[\frac{\left(\sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} + \frac{2 \Gamma R_0}{H} \right)}{\left(\sqrt{1+4 \left(\frac{\Gamma R_0}{H} \right)^2} - \frac{2 \Gamma R_0}{H} \right)} \right] \right\}^{-2} \Lambda_2 \operatorname{Re}^{-\frac{2}{1-n} + 1}, \tag{15}
\end{aligned}$$

где Λ_2 - эмпирическая константа; n - постоянная "степенного" закона. В [Там же] предлагается: $\Lambda_2=0,436$; $n=1/7$.

Структура полученного решения кардинально отличается от соответствующего решения для гидравлического сопротивления для труб со скрученной лентой, полученного в работе [6].

Теоретически полученные в данной работе расчетные данные по коэффициенту гидравлического сопротивления трению τ_{TP} в трубе со скрученной лентой сопоставляются с экспериментом при классических граничных условиях как для воздуха, так и для воды на Рис. 1, откуда видна хорошая корреляция сгенерированной теории с имеющимся экспериментом в широких диапазонах чисел Рейнольдса, Прандтля и геометрии скрученной ленты (ее относительных шагов H/D).

Как видно из Рис. 1, сгенерированная теория мало уступает теории [10], но позволяет детерминировать τ_{TP} в областях с более низкими Re . К недостаткам разработанной теории по отношению к теории [Там же] следует отнести то, что при выводе последнего выражения потребовалось введение дополнительных эмпирических постоянных.

Т.о., теоретические данные, полученные в рамках данного исследования, довольно хорошо соответствуют имеющемуся экспериментальному материалу по гидравлическому сопротивлению трения в трубах со скрученной лентой при классических граничных условиях в широком диапазоне определяющих параметров, который гораздо шире экспериментального [8; 9].

Разработанный в этой работе теоретический подход к исследованию гидросопротивления в трубах со скрученной лентой при классических граничных условиях с полным правом может быть применен к исследованию гидросопротивления для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [1; 2], поскольку это было успешно применено в работе [6].

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве в зависимости от числа Рейнольдса при $T_f=20^\circ\text{C}$ для разных соотношений H/D [1; 2] приведено на Рис. 2 (выбор определяющих характеристик производился так же, как и в [Там же], что частично описано в следующем параграфе), из которого видно, что корреляция между сгенерированной теорией с существующим экспериментом вполне удовлетворительная.

Следовательно, сгенерированная в данной работе теория в достаточной степени хорошо коррелирует с существующим экспериментальным материалом по гидросопротивлению в трубах со скрученной лентой при турбулентном течении как при классических граничных условиях [8; 9], так и при одностороннем нагреве [1; 2] для большого диапазона характеризующих параметров, перекрывающий имеющийся экспериментальный диапазон, имеющая перед теорией [6] определенное преимущество в области более низких чисел Рейнольдса.

К недостаткам разработанной теории по отношению к теории [Там же] следует отнести то, что как при выводе основных соотношений, так и при выводе окончательного соотношения потребовалось введение дополнительных эмпирических констант.

3. Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления и теплообмена в круглых трубах с ленточными завихрителями

Экспериментальная установка подробно описана в [1; 2]. Данная экспериментальная установка позволяет моделировать условия штатной работы твэлов приемников мощных пучков в системах инъекции термоядерных установок. Нагрев горизонтально расположенной мишени осуществлялся в вакуумной камере с рабочим давлением (10^{-3}) Па сканирующим пучком электронов, генерируемым электронной пушкой с ускоряющим напряжением 50 кВ и токами до 250 мА, а охлаждение сильно недогретым потоком дистиллированной воды. Установка включает в себя следующие основные элементы: систему нагрева (электронная пушка), гидравлическую и вакуумную системы, автоматизированный измерительный комплекс, систему сбора и обработки информации. Конструкция одного из рабочих участков, использованного в опытах, представлена на Рис. 3.

Используется обогреваемая медная мишень 1. Участок включался в гидравлический контур посредством тонкостенных трубок-держателей 2 из нержавеющей стали, обеспечивающих гидродинамическую стабилизацию потока и препятствующих осевым растечкам тепла от мишени. Внутри участка и трубок-держателей размещалась по свободной посадке скрученная лента 3 из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм.

В соответствии с разработанной методикой проведения эксперимента [Там же] в мишень рабочего участка впаиваны высокотемпературным припоем пять кабельных хромель-алюмелевых термопар $T_1 \div T_5$ с диаметром кабеля 0,3 мм. Корольки термопар располагались в центральном сечении мишени. В гидравлический контур рабочий участок включался посредством переходников 4. Фторопластовые втулки 5 обеспечивают электрическую изоляцию рабочего участка от гидравлического контура. Дополнительные отборы давления 6 позволяют проводить измерения потерь давления на нагреваемой мишени. Схема размещения термопар имеется на Рис. 3.

Массив опытных данных получен в следующем диапазоне параметров потока воды: давление $p=1,0; 2,0$ МПа, массовая скорость $w=(340 \div 11000)$ кг/(м²с), температура воды на входе $T_f=(20 \div 60)^\circ\text{C}$, отношения $H/D=3,5; 4,8; 8,1; 8,5; 12,6; \infty$ (прямая лента). Для сравнительного анализа в качестве контрольных данных использовались результаты измерений на этой же трубе без вставки. В условиях одностороннего нагрева при обобщении опытных данных о теплоотдаче существенным оказывается выбор определяющей температуры $T_{отн}$ для чисел подобия. Для числа Nu , которое вычисляется по локальному коэффициенту теплоотдачи и гидравлическому диаметру D_f , коэффициент теплопроводности жидкости определяется по температуре стенки в лобовой точке внутреннего периметра трубы T_o .

Число Рейнольдса рассчитывалось как $Re=((G/F)D_f)/\nu$, где F - проходное сечение канала.

Коэффициент динамической вязкости при температуре скрученной ленты в условиях одностороннего интенсивного нагрева в несколько раз отличается от вязкости при температуре стенки T_o . Выбор определяющей температуры для расчета Nu - на осреднении температуры по внутреннему периметру винтового канала. Если температура стенки трубы T_o , а температура скрученной ленты равна среднemasсовой температуре жидкости T_f , то в соответствии с долями внутреннего периметра средняя температура стенки будет равна $T_c=(\Gamma T_o+2T_f)/(\Gamma+2)$.

Коэффициент динамической вязкости определяется по средней температуре пограничного слоя $T_{омн}=(T_c+T_f)/2=0,31T_o+0,69T_f$. Данный выбор справедлив, т.к. перенос импульса зависит от соотношения инерционных и вязкостных сил на всем периметре канала. Наиболее полное описание эффективных параметров, использованных при обработке эксперимента для однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве приводится в [Там же].

4. Математическое моделирование интенсифицированного теплообмена в круглых трубах с ленточными завихрителями при турбулентном течении

Увеличение теплообмена при применении ленточных закручивателей потока происходит, в основном, по причине интенсификации теплообмена между ядром потока и пограничным слоем под воздействием вторичных течений, возникающих под действием центробежных сил; турбулизация закрученного потока наступает при более низких числах Рейнольда, чем при обычном турбулентном течении, поскольку эффективная скорость выше.

Следовательно, теплообмен заметно интенсифицируется за счет более ранней турбулизации потока.

Сходны эффекты имеют место и при применении труб с дискретными поверхностно расположенными турбулизаторами потока [5; 7; 12].

Наиболее сложной и адекватной как классическим [8; 9], и неклассическим [1; 2] граничным условиям представляется математическая модель расчета теплообмена для труб со скрученной лентой, разработанная в [6].

Сгенерированная в данной работе теория позволяет решить данную задачу с принципиально других позиций и детерминировать теплообмен для труб со вставленной лентой в более широком диапазоне определяющих параметров, чем в [Там же]: пониженных чисел Рейнольда, поперечного градиента давления.

Число Нуссельта для закрученного потока, как показано в [3], может быть детерминировано на основе следующего уравнения:

$$\text{Nu} = \frac{2}{\int_0^1 \frac{R^3}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{r}{R}} dR}, \quad (16)$$

где $r = \frac{R}{R_0}$ - безразмерный радиус трубы; $\frac{\text{Pr}_T}{\text{Pr}}$; $\frac{r}{R}$ - отношения турбулентного числа Прандтля к молекулярному и турбулентной динамической вязкости к молекулярной соответственно.

Далее, следует провести интегрирование по всему закрученному потоку, учитывая необходимые эквивалентные определяющие параметры.

В работе [Там же] интегрирование производилось приближенно, что привело к существенным погрешностям, особенно при пониженных числах Рейнольдса. Кроме того, в [Там же] распределение турбулентной вязкости принималось линейной в зависимости от радиуса трубы и детерминировалось из универсального профиля скорости, но известно, что при удалении от стенки трубы он отклоняется от универсального. В рамках данного исследования вышеназванные недостатки модели были полностью элиминированы, что позволило получить решение задачи о теплообмене в трубе со скрученной лентой с более высокой точностью.

Теплообмен в эквивалентном канале со скрученной лентой детерминируется из следующих условий (эквивалентные диаметр, число Рейнольдса, касательные напряжения, безразмерный радиус):

$$D_3 = D_T; \quad (17)$$

$$\text{Re}_3 = \frac{\bar{w}_x D_T}{\nu}; \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{T}_3 &= \bar{T}_x \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} = \\ &= \frac{\bar{w}_x^{-2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} (\Pi + 2 - t/R_0)}{\left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right)} = \\ &= \frac{\bar{w}_x^{-2}}{8} *; \quad (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_3 &= 1 - \frac{y^+}{\text{Re}_3} \sqrt{\frac{32}{\Pi + 2 - t/R_0}} \times \\ &= \frac{\bar{w}_x^{-2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} (\Pi + 2 - t/R_0)}{\left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2IR_0}{H}} \right)}; \quad (20) \end{aligned}$$

Следовательно, число Нуссельта для трубы со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя будет равно:

$$\text{Nu} = \frac{2}{\sum_{i=1}^3 S_i}, \quad (21)$$

где

$$S_1 = \int_0^1 \frac{R^3}{1 - \frac{5}{\text{Re}_3} \sqrt{\frac{32}{\Pi + 2 - t/R_0}} + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{1}{3} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \text{Re}_3^4 (1 - R)^4} dR \quad (22)$$

- интеграл для вязкого (ламинарного) подслоя ($\alpha = 0,032$ и $\beta = 5$ - константы [11]);

$$S_2 = \int_{1 - \frac{5}{\text{Re}_3} \sqrt{\frac{32}{\text{Pr}}}}^{1 - \frac{30}{\text{Re}_3} \sqrt{\frac{32}{\text{Pr}}}} \frac{R^3}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \left(\frac{1}{5} \sqrt{\frac{32}{\text{Pr}}} \text{Re}_3 (1-R) - 1 \right)} dR \tag{23}$$

- интеграл для буферного (промежуточного) подслоя;

$$S_3 = \int_0^{1 - \frac{30}{\text{Re}_3} \sqrt{\frac{32}{\text{Pr}}}} \frac{R^3}{1 + \frac{2}{5} \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \sqrt{\frac{32}{\text{Pr}}} \text{Re}_3 (1-R) R} dR \tag{24}$$

- интеграл для турбулентного ядра.

В дальнейшем находим аналитические выражения для интегралов (22)-(24) для всех подслоев, что позволяет получить аналитическое решения для числа Нуссельта (21) для трубы со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя:

$$A_1 = 1 - \frac{5}{\text{Re}_3} \times \tag{25}$$

$$\times \frac{\sqrt{32 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 + \frac{2IR_0}{H}}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 - \frac{2IR_0}{H}}} \right)}}{(\Pi + 2 - t/R_0)};$$

$$A_2 = 1 - \frac{30}{\text{Re}_3} \times \tag{26}$$

$$\times \frac{\sqrt{32 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 + \frac{2IR_0}{H}}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 - \frac{2IR_0}{H}}} \right)}}{(\Pi + 2 - t/R_0)};$$

$$B_1 = \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{1}{3} \text{Re}_3^4 \times$$

$$\times \frac{2 \left(1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 \right) (\Pi + 2 - t/R_0)^2}{\left\{ 32 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 + \frac{2IR_0}{H}}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 - \frac{2IR_0}{H}}} \right) \right\}^2}; \tag{27}$$

$$B_3 = \frac{2}{5} \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \text{Re}_3 \times$$

$$\times \frac{\sqrt{(\Pi + 2 - t/R_0)^4 \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2}}}{\sqrt{32 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 + \frac{2IR_0}{H}}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2 - \frac{2IR_0}{H}}} \right)}}}; \tag{28}$$

$$C_2 = \frac{1}{5} \operatorname{Re}_3 \times \quad (29)$$

$$\times \sqrt{\frac{(\Pi + 2 - t/R_0)^4 \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\Pi R_0}{H} \right)^2}}{32 \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2 \Pi R_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{\Pi R_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{\Pi R_0}{H} - \frac{H}{8 \Pi R_0} \right) + \frac{H}{4 \Pi R_0} \left(1 + \frac{H}{8 \Pi R_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\Pi R_0}{H} \right)^2} + \frac{2 \Pi R_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\Pi R_0}{H} \right)^2} - \frac{2 \Pi R_0}{H}} \right)}}.$$

Принимая вышеуказанные обозначения (31)-(35), получим окончательное аналитическое выражение для числа Нуссельта:

$$\begin{aligned} S_1 = & -\frac{1}{4B_1} \left\langle \ln(1 + B_1 - 4B_1A_1 + 6B_1A_1^2 - 4B_1A_1^3 + B_1A_1^4) + \right. \\ & + \sqrt{2} \sqrt[4]{B_1} (\sqrt{B_1} + 3) \left(\operatorname{arctg} \left[\sqrt{2} \sqrt[4]{B_1} (A_1 - 1) - 1 \right] + \operatorname{arctg} \left[\sqrt{2} \sqrt[4]{B_1} (A_1 - 1) + 1 \right] \right) + \\ & + 6\sqrt{B_1} \operatorname{arctg} \left[\sqrt{B_1} (A_1 - 1) \right] + \\ & \left. + \frac{3 - \sqrt{B_1}}{\sqrt{2}} \sqrt[4]{B_1} \ln \frac{(1 - A_1)^2 + (\sqrt{2}/\sqrt[4]{B_1})(1 - A_1) + 1/\sqrt{B_1}}{(1 - A_1)^2 - (\sqrt{2}/\sqrt[4]{B_1})(1 - A_1) + 1/\sqrt{B_1}} \right\rangle; \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} S_2 = & -\frac{\operatorname{Pr}_T}{6 \operatorname{Pr}^4 C_2^4} \left\langle \ln \frac{-\operatorname{Pr}_T - \operatorname{Pr} C_2 + \operatorname{Pr} C_2 A_1 + \operatorname{Pr}}{-\operatorname{Pr}_T - \operatorname{Pr} C_2 + \operatorname{Pr} C_2 A_2 + \operatorname{Pr}} \times \right. \\ & \times \left(\operatorname{Pr}^3 C_2^2 (6C_2 - 18) + 18 \operatorname{Pr}_T \operatorname{Pr} (\operatorname{Pr} - \operatorname{Pr}_T + 6 \operatorname{Pr} C_2^2) + 18 \operatorname{Pr} C_2 (\operatorname{Pr} - \operatorname{Pr}_T)^2 \right) + \\ & + 3 \operatorname{Pr}^3 A_2^2 C_2^3 - 12 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_2 C_2^3 - 2 \operatorname{Pr}^3 \operatorname{Pr}_T A_2^3 C_2^3 - 3 \operatorname{Pr}^3 A_2^2 C_2^3 - 6 \operatorname{Pr} \operatorname{Pr}_T^2 A_2 C_2 + \\ & + 12 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_2 C_2 - 6 \operatorname{Pr}^3 A_2 C_2^3 - 6 \operatorname{Pr}^3 A_2 C_2 - 3 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_2^2 C_2^2 + 6 \operatorname{Pr}^3 A_1 C_2^3 + \\ & + 12 \operatorname{Pr}^3 A_2 C_2^2 + 2 \operatorname{Pr}^3 A_1^3 C_2^3 + 12 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_1 C_2^2 + 3 \operatorname{Pr}^3 A_1^2 C_2^3 - 12 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_1 C_2 + \\ & + 6 \operatorname{Pr} \operatorname{Pr}_T^2 A_1 C_2 - 3 \operatorname{Pr}^3 \operatorname{Pr}_T^2 A_1^2 C_2^2 - 12 \operatorname{Pr}^3 A_1 C_2^2 + 6 \operatorname{Pr}^3 A_1 C_2 + 3 \operatorname{Pr}^2 \operatorname{Pr}_T A_1^2 C_2^2 + \\ & \left. + 6 (\operatorname{Pr}^3 - \operatorname{Pr}_T^3) \ln \left\{ (-\operatorname{Pr}_T - \operatorname{Pr} C_2 + \operatorname{Pr} C_2 A_2 + \operatorname{Pr}) (-\operatorname{Pr}_T - \operatorname{Pr} C_2 + \operatorname{Pr} C_2 A_1 + \operatorname{Pr}) \right\} \right\rangle; \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} S_3 = & \frac{1 + \frac{3}{B_3}}{\sqrt{B_3} (4 + B_3)} \left[\operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{B_3}}{\sqrt{4 + B_3}} (2A_2 - 1) \right] + \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{B_3}}{\sqrt{4 + B_3}} \right] \right] - \frac{A_2}{B_3} \left(1 + \frac{A_2}{2} \right) - \\ & - \frac{1}{2B_3} \left[\ln (B_3 A_2^2 - 1 - B_3 A_2) - \Pi \right]. \end{aligned} \quad (32)$$

Применение полученных аналитических зависимостей существенно повышает точность детерминирования теплообмена при турбулентном течении теплоносителя в прямых круглых трубах со скрученной лентой (ранее аналогичные заключения были сделаны для труб с турбулизаторами в исследовании [6]). Качественный анализ полученных решений позволяет заключить следующее: роль вихревого смешения в теплообмене при установке в трубу скрученной ленты снижается при повышении числа Рейнольдса, что объясняется общей турбулизацией потока.

Влияние на теплообмен для труб со скрученной лентой эффекта оребрения детерминировано в [3; 8; 9], однако, в большинстве случаев установка скрученной ленты производится с определенным зазором [1; 2; 3; 8; 9; 13], вследствие чего тепловой поток при работе скрученной ленты в качестве ребра будет довольно незначительным, поэтому в целом ряде работ он с полными правами не учитывается [1; 2; 6], что особенно актуально при использовании газообразного теплоносителя, который имеет низкую теплопроводность.

Структура полученного решения существенно отличается от соответствующего решения для интенсифицированного теплообмена для труб со скрученной лентой, полученного в работе [6].

Расчетные значения зависимости чисел Нуссельта для труб со скрученной лентой различной геометрии от чисел Рейнольдса с существующими экспериментальными данными при классических граничных условиях [8] приводятся на Рис. 4, из которого видно хорошее согласование сгенерированной теории с имеющимся экспериментом для труб с ленточными закручивателями в широком диапазоне определяющих параметров.

Следовательно, теоретические данные по теплообмену в трубах со скрученной лентой, полученные в данном исследовании, хорошо коррелируют с имеющимся экспериментальным материалом при классических граничных условиях в широком диапазоне геометрических характеристик ленточного закручивателя потока и режимов течения теплоносителя, существенно превосходящем существующий экспериментальный [8; 9]. Сгенерированная в данном исследовании теория имеет перед [10], где интегрирование производилось приближенно, неоспоримое преимущество (особенно при пониженных числах Рейнольдса), практически не уступает теории [6], имея некоторое преимущество в области пониженных чисел Рейнольдса и обладает меньшей сложностью окончательных выражений, однако, в процессе ее вывода пришлось использовать эмпирические константы, обуславливающие недостатки этой теории по сравнению с [Там же] в области больших чисел Прандтля.

Погрешность решения задачи об интенсифицированном теплообмене в трубах со скрученной лентой по приближенной методике [3] по отношению к разработанной в настоящем исследовании доходит до десятков процентов, поэтому ее необходимо использовать, хотя она и более сложна, что на современном этапе развития вычислительной техники легко нивелируется. Методика [9] дает уже существенное расхождение по сравнению с настоящей теорией.

Сгенерированный в данном исследовании теоретический подход к исследованию теплообмена в круглых трубах с ленточными закручивателями потока при классических граничных условиях с полным на то основанием может быть применен к исследованию теплообмена для соответствующих условий однофазного закрученного потока внутри круглой трубы при одностороннем нагреве [1; 2], что было доказано в [6].

На Рис. 5 приводится сравнение расчета и эксперимента [1; 2] относительно теплообмена для однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве. Используемые определяющие параметры, детерминируются точно так же, как и в [Там же]. Для удобства приведены в зависимости от числа Рейнольдса не значения числа Нуссельта для канала, а значения $Nu \cdot Pr^{-0.4}$ для различных относительных шагов скрученной ленты $H/D=3,5; 4,8; 8,1; 8,5; 12,6; 16,5; \infty$ (прямая полоса). Расчет по сгенерированной в данном исследовании теории осредненного теплообмена при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой при одностороннем обогреве хорошо коррелирует (Рис. 5) с существующим экспериментом [Там же]. Сравнение полученных теоретических расчетных данных по теплообмену для трубы со скрученной лентой при одностороннем обогреве с соответствующими данными, полученными по теории [6], указывает на то, что она практически не уступает теории [Там же]. К недостаткам теории по отношению к [10] следует отнести то, что при выводе пришлось прибегнуть к необходимости использования эмпирических констант.

Следующим преимуществом сгенерированной теории по отношению к теории [6] является возможность ее применения при расчете теплообмена для труб со скрученной лентой при турбулентном течении с учетом неизотермичности потока. Здесь следует напомнить, что в закрученном потоке теплоносителя при повышенных температурных градиентах происходит центробежное ускорение, вызывающее изменение турбулентной вязкости. Обычно частица теплоносителя рассматривается под воздействием центробежных сил, уравновешиваемых градиентом давления, а силы вязкости считаются незначительными. Если равновесие нарушается, то в градиентном потоке возникает избыточная сила. Неизотермичность может приводить к активному (избыточная сила увеличивает отклонение) и консервативному (избыточная сила уменьшает отклонение) воздействию на поток. При увеличении нагрева область активного воздействия увеличивается, при увеличении охлаждения - снижается [3; 10; 11]. Область повышенного турбулентного обмена располагается в области активного воздействия. Более высокие абсолютные значения избыточной силы реализуются более высоких значениях термического расширения теплоносителя $\Delta T \left(= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \right)$ - термический коэффициент объемного расширения).

Консервативное и активное воздействия обуславливают к уменьшению и увеличению турбулентного обмена соответственно, что можно смоделировать уменьшением или увеличением касательного напряжения в потоке. Следовательно, значение касательных напряжений будет равно не \bar{T}_z , как при изотермическом течении, а станет равным некоторому эффективному значению $\bar{T}_{z\phi}$, которое необходимо использовать при расчете теплообмена для труб со скрученной лентой в неизотермических условиях аналогичным образом. Окончательное выражение для эффективного значения касательных напряжений можно вывести, исходя из выражений с эмпирическими константами [3]:

$$\frac{\bar{T}_{z\phi}}{\bar{T}_z} = 1 \pm 0,2 \frac{\sqrt{Gr_z}}{Re_z} \times \left\langle \frac{1}{\Pi+2} \left(\Pi \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2 IR_0}{H} \left(\sqrt{1+\left(\frac{H}{2 IR_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2 IR_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2 IR_0}{H} + \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right\rangle^{0,9375} \times$$

$$\left(\Pi+2 - t/R_0 \right)^{0,75}$$

$$\times \left\{ \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2 IR_0}{H} \right) + \sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8 IR_0} \right) + \frac{H}{4 IR_0} \left(1 + \frac{H}{8 IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2 IR_0}{H}}{\sqrt{1+4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2 IR_0}{H}} \right) \right\}^{0,75} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left\langle 1 - \frac{0,436}{\text{Re}^{1,75}} \left[\frac{2IR_0}{H} \left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) + \frac{IR_0}{H} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{H}{IR_0} \right)^2 \right) - \frac{\left(\frac{H}{IR_0} \right)^2}{32} \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2 IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2 IR_0}{H}} \right]^{1,5} \right. \\
 & \left. \times \frac{(\Pi + 2 - t/R_0)^2}{\left\{ \left(\left(\Pi - \frac{t}{R_0} \right) \left(1 + \frac{2IR_0}{H} \right) + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \left(1 - \frac{IR_0}{H} - \frac{H}{8IR_0} \right) + \frac{H}{4IR_0} \left(1 + \frac{H}{8IR_0} \right) \ln \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2 IR_0}{H}}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} - \frac{2 IR_0}{H}} \right\}^2} \right. \\
 & \left. \times \left\{ \frac{1}{\Pi + 2} \left(\Pi \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} + \frac{2 IR_0}{H} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2} + \left(\frac{H}{2IR_0} \right)^2 \ln \left(\frac{2IR_0}{H} + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{IR_0}{H} \right)^2} \right) \right) \right\}^{1,25} \right\rangle^{-0,75}, \quad (33)
 \end{aligned}$$

где Gr_3 - число Грасгофа, являющееся безразмерным параметром, определяющим величину воздействия термогравитационных сил, вызываемого характерной для рассматриваемых условий разностью температур ΔT ; знак "минус" соответствует режиму охлаждения, а "плюс" - нагрева.

Расчет неизоэтермического теплообмена для труб со скрученной лентой по разработанной в данной работе теории с использованием эффективного значения турбулентных касательных напряжений по формуле (33) приводит к увеличению абсолютных значения чисел Нуссельта нагреть и снижению при охлаждении за счет центробежного эффекта, что качественно согласовывается с приближенными расчетными данными, приведенными в [Там же]. Основное преимущество разработанной теории по сравнению с методикой [Там же] заключается в том, что не пришлось прибегнуть к необходимости использования эмпирических констант и дополнительных упрощений при расчете.

Расчетные данные по неизоэтермическому теплообмену в трубах со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя, полученные по сгенерированной в данном исследовании теории, для воздуха и воды для различных чисел Рейнольдса и Грасгофа при различной геометрии скрученной ленты - различных безразмерных шагов ленты H/D - при нагреве и охлаждении приведены в Табл. 1-2. Значения теплообмена для удобства приведены в виде $\Delta \text{Nu} = |\text{Nu}_0 / \text{Nu}_{\Delta T} - 1|$ - отклонения от изоэтермического значения числа Нуссельта в процентах (индексы "0" и " ΔT " означают изоэтермические и неизоэтермические условия).

Теоретические расчетные данные, приведенные в Табл. 1-2, позволяют сделать вывод, что неизоэтермичность может оказывать существенное влияние на теплообмен в трубах с ленточными закручивателями потока. При сильной закрутке потока при развитом турбулентном течении при нагреве неизоэтермичность оказывает влияние на теплообмен на 10% примерно в соотношении $\text{Gr}_3 \propto \text{Re}_3^2$ для воздуха; для воды это влияние неизоэтермичности, как правило, несколько ниже, чем для воздуха, примерно в соотношении $\text{Gr}_3 \propto \text{Re}_3^{2,1}$. Охлаждение оказывает несколько большее влияние на теплообмен в трубах со скрученной лентой, чем нагрев.

Можно сказать, что сгенерированная в настоящем исследовании теория может применяться при расчете интенсифицированного теплообмена в прямых круглых трубах со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя с высокими градиентами температуры и имеет явное преимущество перед [9] при расчете неизоэтермического теплообмена в трубах с ленточными закручивателя потока при турбулентном течении, поскольку решение задачи о теплообмене не имело дополнительных допущений и совокупности эмпирических констант, которые имели место при выводе окончательных выражений в работе [Там же].

Анализ, проведенный в [2], показывает, что имеющиеся теории еще не могут удовлетворительно коррелировать с экспериментом [1; 2]. Теоретическим образом детерминированный вышепредставленный в данной работе теплообмен при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой при одностороннем нагреве, вполне удовлетворительно коррелирует с существующими соответствующими экспериментальными данными [Там же], поэтому данная теория имеет перед существующими теориями бесспорное преимущество при расчете осредненного теплообмена при турбулентном течении теплоносителя в трубах с ленточными закручивателями потока при одностороннем теплообмене, поэтому ее необходимо использовать, несмотря на ее относительно более высокую сложность.

Т.о., сгенерированная в исследовании теория хорошо согласуется с существующим экспериментом относительно осредненного теплообмена в прямых круглых трубах с перманентной закруткой потока при турбулентном течении теплоносителя как при классических граничных условиях [8; 9], так и при одностороннем нагреве [1; 2], в широком диапазоне определяющих параметров, практически почти не уступая теории [6], но имея перед ней определенные преимущества, упомянутые в работе.

5. Основные выводы

Резюмируя представленные полученные данные, можно заключить, что в рамках данного научного исследования была разработана теоретическая модель с получением аналитических решений для расчета теплообмена и гидросопротивления в условиях интенсификации теплообмена путем закрутки потока с помощью скрученной ленты при турбулентном течении в круглых трубах, отличающаяся от известных моделей [3; 8; 9] более высокой точностью, учетом большего числа определяющих параметров в более широком диапазоне их изменения, оказывающих существенное влияние на процесс интенсифицированного теплообмена,

практически не уступающая модели [6], имея перед последней определенные преимущества в области пониженных чисел Рейнольдса и повышенных температурных градиентов, обладает меньшей сложностью окончательных выражений, однако, в процессе ее вывода пришлось использовать эмпирические константы, обуславливающие недостатки этой теории по сравнению с [Там же] в области больших чисел Прандтля.

Теоретические расчетные данные по гидравлическому сопротивлению и теплообмену и гидросопротивлению хорошо соответствуют имеющемуся экспериментальному материалу. Решения, полученные в данном научном исследовании, качественно описывают существующий эксперимент в расширенном по сравнению с другими теориями диапазоне определяющих параметров. В тех областях, где не имеется экспериментальных данных для труб со скрученной лентой при турбулентном течении, сгенерированная теория позволяет осуществить прогноз резерва интенсификации теплообмена данным методом.

Резюмируя, необходимо сказать, что в разработанной научной работе теоретически полученные результаты, практически почти не уступая теории [Там же], достаточно хорошо коррелируют с имеющимся экспериментом как по гидросопротивлению, так и по осредненному теплообмену в прямых круглых трубах со скрученной лентой при турбулентном течении теплоносителя как при классических граничных условиях [8; 9], так и при одностороннем обогреве [1; 2], в расширенном диапазоне геометрии скрученной ленты и режима течения теплоносителя, который существенно шире имеющегося диапазона эксперимента.



Рис. 1. Сопоставление расчётных и экспериментальных значений коэффициента гидравлического сопротивления трению $\xi_{тр}$ в трубе со скрученной при классических граничных условиях в широком диапазоне определяющих параметров:

○, ● - $H/D=3,62$ (воздух, вода); ◐, ◑ - $H/D=4,34$ (воздух, вода); ◒, ◓ - $H/D=10,3$ (воздух, вода); △ - $H/D=5,0$

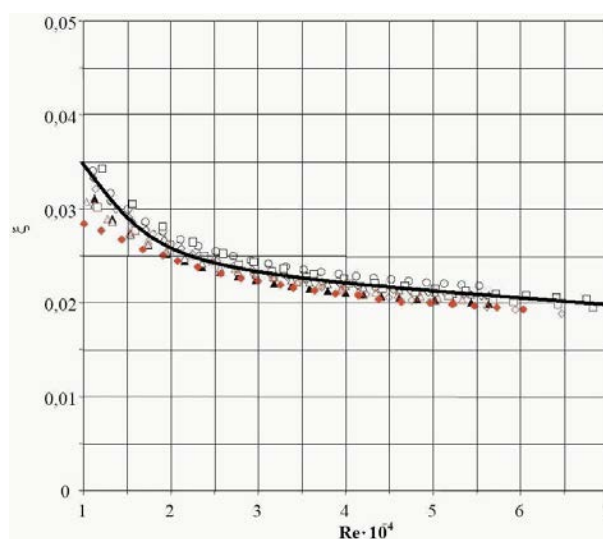


Рис. 2. Сопоставление расч, тных и экспериментальных значений коэффициента гидравлического сопротивления трению в трубе со скрученной лентой в зависимости от числа Рейнольдса при $T_f=20^\circ C$ для различных отношений H/D : для первого из рабочих участков [3; 8]: ▲ - $H/D=3,5$; △ - $H/D=4,8$; ○ - $H/D=8,1$ и $12,6$; ◆ - $H/D=\infty$ (прямая полоса); □ - без ленты; для второго из рабочих участков [Там же]: △ - $H/D=8,5$; ◆ - $H/D=8,5$; ◇ - $H/D=\infty$ (прямая полоса); □ - без ленты

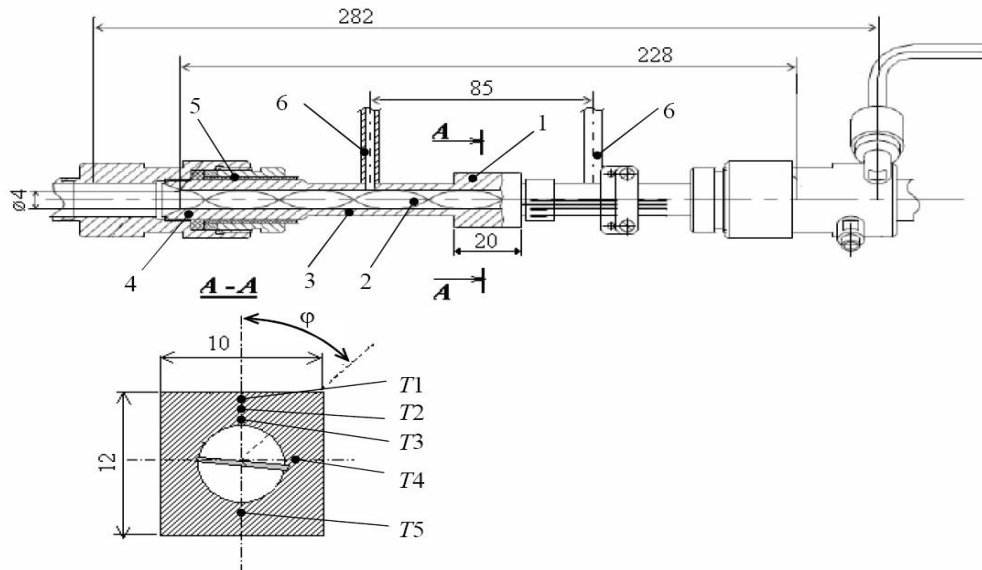


Рис. 3. Схема одного из рабочих участков для экспериментального исследования однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3; 8]

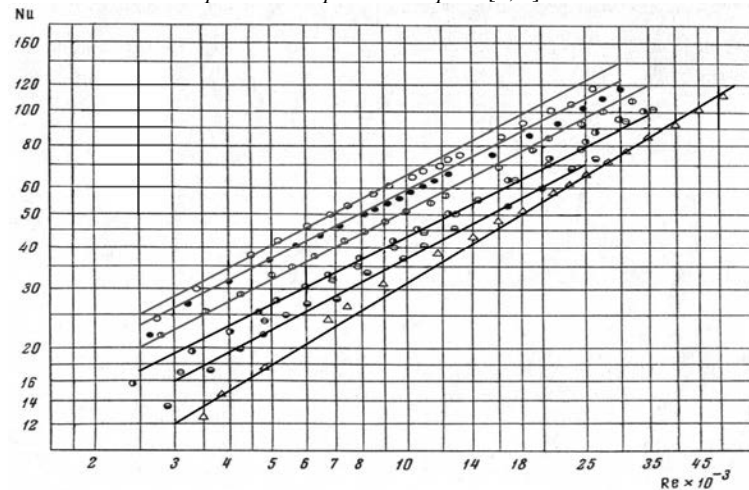


Рис. 4. Сравнение расчётных значений чисел Нуссельта Nu в канале со скрученной лентой с экспериментальными данными при классических граничных условиях в широком диапазоне определяющих параметров: \circ - $H/D=3,5$; \bullet - $H/D=5$; \odot - $H/D=7$; \bullet - $H/D=12$; \ominus - $H/D=20$; \bullet - $H/D=\infty$ (прямая полоса); \triangle - без ленты

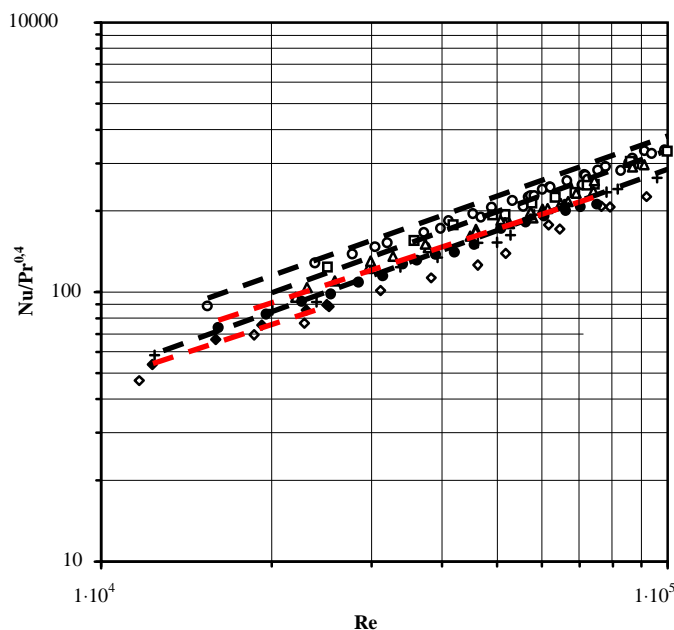


Рис. 5. Сравнение расчётных значений по осреднённому теплообмену в канале со скрученной лентой с экспериментальными данными при одностороннем теплообмене [3, 8] в широком диапазоне определяющих параметров: для первого из рабочих участков [3, 8]: \circ - $H/D=3,5$; \square - $H/D=4,8$; \triangle - $H/D=8,1$; $+$ - $H/D=12,6$; для второго из рабочих участков [3, 8]: \bullet - $H/D=8,5$; \blacklozenge - $H/D=16,5$

Таблица 1.

Значения относительного изменения числа Нуссельта ΔNu (в процентах) в зависимости от числа Грасгофа при нагреве/охлаждении в трубах со скрученной лентой для различных чисел Рейнольдса и геометрии ленты для воздуха

$\Delta Nu, \%$	(воздух)
-----------------	----------

H/D=3.0						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.4/0.4	1.2/1.2	3.7/3.9	11.2/13.2	31.2/57.6	74.7/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.4/0.4	1.2/1.2	3.8/3.9	11.5/12.8	32.8/49.3	83.1/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.05/0.05	0.1/0.1	0.5/0.5	1.5/1.5	4.6/4.7	14.4/15.6	40.9/58.2	106.1/-
H/D=3.5						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.3/0.3	1.1/1.1	3.4/3.5	10.2/11.8	28.5/49.8	68.8/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.4/0.4	1.1/1.1	3.5/3.6	10.5/11.8	30.4/44.5	77.3/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.04/0.04	0.1/0.1	0.4/0.4	1.4/1.4	4.3/4.4	13.1/14.4	38.2/53.3	99.6/-
H/D=7						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.3/0.3	0.8/0.8	2.5/2.6	7.6/8.7	21.5/34.1	53/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.3/0.3	0.9/0.9	2.7/2.8	8.3/9.2	24.1/33.7	62.2/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.04/0.04	0.1/0.1	0.4/0.4	1.1/1.1	3.5/3.6	10.7/11.7	31.5/42.2	82.9/-
H/D=10						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.2/0.2	0.7/0.8	2.3/2.4	7.1/8.1	20.1/31.7	49.8/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.3/0.3	0.8/0.8	2.6/2.7	7.9/8.7	23/32.1	59.4/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.03/0.03	0.1/0.1	0.3/0.3	1.1/1.1	3.4/3.5	10.4/11.3	30.4/40.8	80/-

Таблица 2.

Значения относительного изменения числа Нуссельта ΔNu (в процентах) в зависимости от числа Грасгофа при нагреве/охлаждении в трубах со скрученной лентой для различных чисел Рейнольдса и геометрии ленты для воды

$\Delta Nu, \%$	(вода)
-----------------	--------

H/D=3.0						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.3/0.3	0.9/0.9	2.8/3.1	8.4/10.7	22.1/65.5	49.1/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.3/0.3	0.8/0.9	2.6/2.7	7.7/9.4	20.9/42.5	48.9/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.03/0.03	0.1/0.1	0.3/0.3	0.9/1.0	2.9/3.1	8.8/10.6	23.8/47.3	54.9/-
H/D=3.5						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.3/0.3	0.9/0.9	2.7/2.9	7.8/9.9	20.8/54.1	46.9/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.2/0.3	0.8/0.8	2.4/2.6	7.3/8.7	19.8/38.0	46.2/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.03/0.03	0.1/0.1	0.3/0.3	0.9/0.9	2.8/2.9	8.2/9.9	22.6/42.5	52.6/58.6

H/D=7						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.2/0.2	0.7/0.7	2.2/2.3	6.5/7.9	17.7/36.5	40.9/-			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.2/0.2	0.7/0.7	2.0/2.1	6.1/7.1	17/28.9	40.7/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.02/0.02	0.1/0.1	0.2/0.2	0.7/0.8	2.3/2.4	7.0/8.2	19.5/32.7	46.7/-
H/D=10						Gr				
	Re	1.0E+04	1.0E+05	1.0E+06	1.0E+07	1.0E+08	1.0E+09	1.0E+10	1.0E+11	1.0E+12
	2.5E+03	0.2/0.2	0.7/0.7	2.1/2.2	6.3/7.6	17.2/34.4	39.9/33.2			
	1.0E+04	0.1/0.1	0.2/0.2	0.6/0.6	2.0/2.1	5.9/6.9	16.6/27.6	39.9/-		
	1.0E+05	0.01/0.01	0.02/0.02	0.1/0.1	0.2/0.2	0.7/0.7	2.3/2.4	6.8/7.9	19.1/31.4	45.8/-

Список литературы

1. Варава А. Н., Дедов А. В., Комов А. Т., Ягов В. В. Исследование гидравлического сопротивления и теплообмена в однофазном закрученном потоке при одностороннем нагреве // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 5. С. 699-708.
2. Варава А. Н., Дедов А. Н., Захаров Е. М., Комов А. Т., Малаховский С. А., Ягов В. В. Экспериментальное исследование потерь давления и теплообмена при вынужденной конвекции в закрученном потоке при одностороннем нагреве // Труды VI Минского международного форума по теплообмену. Минск, 2008. Секция № 1. Конвективный теплообмен. Доклад № 1-64. С. 1-18.
3. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯУЭ / Ф. Т. Каменьщиков, В. А. Решетов, А. Н. Рябов и др. М.: Энергоатомиздат, 1984. 176 с.
4. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
5. Лобанов И. Е. Математическое моделирование интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении в каналах: дисс. ... д.т.н. М., 2005. 632 с.
6. Лобанов И. Е., Дедов А. В. Теория и эксперимент интенсификации теплообмена для закрученного потока внутри трубы // Труды МАИ. 2010. Вып. № 37. Ст. 8. С. 1-22.
7. Лобанов И. Е., Доценко А. И. Математическое моделирование предельного теплообмена для турбулизованного потока в каналах. М.: МИКХиС, 2008. 194 с.
8. Мигай В. К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. Л.: Энергоатомиздат - Ленинградское отделение, 1987. 263 с.
9. Смитберг Э., Лэндис Ф. Трение и характеристики теплообмена при вынужденной конвекции в трубах с завихрителями из скрученной ленты // Труды американского общества инженеров-механиков (русский перевод). Серия С. Теплопередача. М.: Мир, 1964. Т. 86. № 1. С. 52-65.
10. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980. 240 с.
11. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
12. Эффективные поверхности теплообмена / Э. К. Калинин, Г. А. Дрейцер, И. З. Копп и др. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
13. Zimparov V., Petkov V. Compound heat transfer augmentation by a combination of spirally corrugated tubes with a twisted tape // Proc. compact heat exchangers: a festschrift on the 60-th birthday of Ramesh K. Shah; proceedings of Compact heat exchangers the international symposium in Grenoble, 24 August 2002. Grenoble, 2002. P. 477-482.

УДК 517.984.5

Виктор Игнатьевич Филиппенко

Южно-Российский государственный университет экономики и сервиса

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ЛИНЕЙНОГО ОПЕРАТОРА,
ПОРОЖДЕННОГО ФОРМАЛЬНО САМОСOPЯЖЕННОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ОПЕРАЦИЕЙ[©]

Понятие характеристической функции линейного оператора в гильбертовом пространстве было впервые введено М. С. Лившицем для изометрических и симметрических операторов с индексом дефекта (1.1) и для их квазиунитарных и, соответственно, квазисамосопряженных расширений. После этого в ряде работ понятие характеристической функции было по-разному распространено на другие классы линейных операторов, удовлетворяющих тем или иным условиям.