

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ ТРУБЧАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕННИКА

АННОТАЦИЯ

Рассматривается режим нагрева жидкости газообразным теплоносителем в диапазоне изменения температур от 1,5 до 90 °С ($Pr = 13,0 \dots 1,95$). Приводятся уравнения для определения изменения профиля скорости по длине начального участка и осредненной по энтальпии температуры жидкости.

1. ВВЕДЕНИЕ

В различных областях техники применяются газожидкостные теплообменные устройства, в которых жидкость подается в трубные пучки из общего коллектора, движется по ним и процесс теплообмена протекает в условиях одновременного формирования в трубках профиля скорости и температур. Причем теплообмен осуществляется при наличии плавного входа в трубки поверхности при ламинарном режиме течения [1].

2. ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБ В ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА

В трубках теплообменных устройств, практически начиная от входного сечения, профиль скорости имеет прямоугольную форму. Вследствие действия сил трения, прилипания жидкости к стенке канала и наличия теплообмена в потоке, формируются динамический δ и тепловой δ_T пограничные слои, т.е. возникает пристенный слой заторможенной жидкости. За пределами пограничного слоя, в центре трубок, существует ядро потока свободное от действия сил вязкости и теплообмена. Толщина пограничного слоя возрастает в направлении течения жидкости. Скорость жидкости в пределах пограничного слоя, в направлении нормали к стенке трубки, изменяется от нуля на стенке до значения скорости на внешней границе пограничного слоя. Ядро потока характеризуется равномерным распределением скорости с отсутствием сил трения между слоями жидкости.

Величина скорости в ядре потока увеличивается от среднего значения по сечению канала при входе в трубку, до своего максимального значения в конце участка формирования профиля скорости. Увеличение скорости ядра потока происходит из-за деформации профиля скорости в направлении течения. По мере движения жидкости по трубкам поверхности теплообменника толщина как динамического, так и теплового пограничного слоев увеличивается. Из-за постоянства расхода жидкости через любое сечение скорость в ядре потока возрастает. Ядро потока с равномерным распределением скорости исчезает,

когда толщина динамического пограничного слоя становится равной радиусу трубки R . Расстояние x от входа жидкости в трубку до сечения, в котором $\delta=R$ определяет длину начального участка.

3. ГИДРОДИНАМИКА В КАНАЛЕ ТРУБЧАТОЙ ФОРМЫ

Приближенный метод расчета начального участка приводится в работе [1], где нарастание толщины гидродинамического слоя на начальном участке описывается уравнением:

$$\frac{\delta}{R} = \left[\frac{120}{11} \cdot \frac{x_H v}{R^2 w_0} \cdot \frac{1 + \sqrt{\frac{8}{9} \bar{x}} \left(1 - \frac{3}{20} \bar{x}\right)}{\left(1 + \sqrt{\bar{x}}(2 - \bar{x})\right)^2} (2 - \bar{x}) \right]^{0,5}, \quad (1)$$

где $\bar{x} = \frac{x}{x_H}$ – безразмерная координата.

Протяженность начального участка гидродинамической стабилизации определяется как:

$$x_H = 0,0509 d Re. \quad (2)$$

В общем виде приведенная длина этого участка ламинарного течения, в котором сказывается начальное распределение скорости и на котором происходит формирование параболического профиля скорости, определяется зависимостью

$$\frac{x_H}{d} = B Re. \quad (3)$$

Значения постоянного числа B вычисленные рядом авторов [2, 3, 4] и составляющие 0,04 и 0,0575, а на основе решения Буссинеска 0,065, хорошо совпадают с экспериментами при больших приведенных длинах. При малых значениях приведенной длины $\frac{x_H}{d}$ определенная теоретически длина в работе [5] не плохо согласуется с экспериментами при $B=0,02875$.

Для оценки полученного расчетного уравнения (2) при сравнении с зависимостями других авторов для любой точки потока жидкости на начальном участке трубки получено уравнение распределения скорости.

Распределение поля скорости на начальном участке гидродинамической стабилизации потока жидкости при $\frac{x_H v}{R^2 w_0} = 0,25$ имеет вид:

$$\frac{w(x,r)}{w_0} = \left[1 + \sqrt{\bar{x}(2-\bar{x})} \right] \left\{ 2 \frac{r/R}{\sqrt{\bar{x}(2-\bar{x})}} - \frac{(r/R)^2}{\bar{x}(2-\bar{x})} \right\}. \quad (4)$$

Изменение скорости потока в направлении течения жидкости на различных расстояниях от внутренней поверхности стенки канала, рассчитанное по зависимости (4) приведено на рис.1.

На этом же рисунке нанесены результаты измерения поля скорости Никурадзе [6]. Сравнивая полученную зависимость (4) с опытными данными [6] видим хорошее совпадение. Наибольшее расхождение по всей протяженности начального участка не более 8%. Причем это наблюдается на очень коротком участке в непосредственной близости входа потока жидкости в трубку.

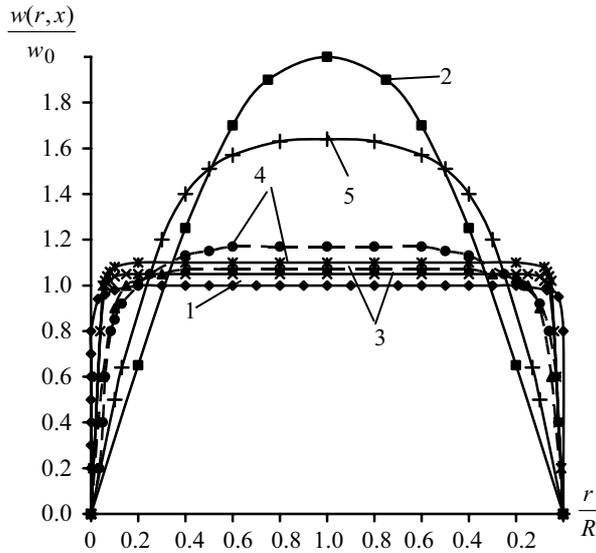


Рис. 1. Распределение скорости: 1 – $\bar{x} = 0$; 2 – $\bar{x} = 1$; 3 – $\bar{x} = 0,00083$; 4 – $\bar{x} = 0,00357$; 5 – $\bar{x} = 0,2$. — опытные данные; - - - - - результаты расчета

4. ТЕПЛОВЫЙ РЕЖИМ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В ТРУБЧАТОМ КАНАЛЕ

Тепловой поток на внутренней поверхности трубок начального участка определен на основе связи между тепловым и динамическим пограничными слоями [1] как

$$\frac{\delta_T}{\delta} = \frac{1,3}{Pr^{1/3}}, \quad (5)$$

где толщина теплового пограничного слоя описывается зависимостью

$$\delta_T = 1,3 \sqrt{\frac{120}{11}} \left[\frac{vx}{w_0} (2-\bar{x}) \frac{1 + \sqrt{\frac{8}{9} \bar{x} \left(1 - \frac{3}{20} \bar{x}\right)}}{\left(1 + \sqrt{\bar{x}(2-\bar{x})}\right)^2} \right]^{1/2} Pr^{-1/3}. \quad (6)$$

Протяженность термического начального участка определяется как

$$x_{н.т} = 0,03011 d Re Pr^{2/3}. \quad (7)$$

Температура частиц, соприкасающихся со стенкой, равна температуре стенки $t_{ст}$, а температура частиц, текущих в центре канала будет больше или меньше, в зависимости от того, происходит охлаждение или нагрев жидкости.

Выражение средней по энтальпии температуры жидкости, определяемой из рассмотрения количества теплоты, переносимой в единицу времени через элементарную площадку df канала, запишем в виде:

$$\bar{t} = \frac{\int_{f_1} c_p \rho w t df_1 + \int_{f_2} c_p \rho w t df_2}{\int_{f_1} c_p \rho w df_1 + \int_{f_2} c_p \rho w df_2}, \quad (8)$$

где c_p и ρ – теплоемкость и плотность жидкости в рассматриваемом сечении трубки.

Приняв в качестве нагреваемого теплоносителя, например, воду можно пренебречь изменением физических констант c_p и ρ , тогда последнее выражение имеет вид:

$$\bar{t} = \frac{\int_{f_1} w t df_1 + t_w \int_{f_2} w(x) df_2}{\int_{f_1} w df_1 + \int_{f_2} w(x) df_2}. \quad (9)$$

Учитывая распределение скорости в начальном участке и распределение температур в тепловом пограничном слое в виде полиномов второй степени [1], в результате интегрирования с учетом (5) получим выражение для осредненной по сечению температуры:

$$\bar{t} = \frac{t_1 f_1(\bar{x}) - (t_T - t_w) f_2(\bar{x}) + t_w f_3(\bar{x})}{f_4(\bar{x})}, \quad (10)$$

где вспомогательные функции:

$$f_1(\bar{x}) = \frac{\delta}{R} \left[\left(1 - \frac{2\delta}{3R}\right) - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{4\delta}{3R}\right) \right], \quad (11)$$

$$f_2(\bar{x}) = \frac{\delta}{R} \left[\frac{4}{3} \left(1 - \frac{3\delta}{4R}\right) - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Pr^{1/3}}{1,3}\right) \left(1 - \frac{4\delta}{5R}\right) + \frac{Pr^{1/3}}{5 \cdot 1,3} \left(1 - \frac{5\delta}{6R}\right) \right] \frac{Pr^{1/3}}{1,3}, \quad (12)$$

$$f_3(\bar{x}) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2, \quad (13)$$

$$f_4(\bar{x}) = \frac{\delta}{R} \left[\left(1 - \frac{2\delta}{3R}\right) - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{3\delta}{4R}\right) \right] + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2, \quad (14)$$

показаны на рис. 2.

Для практических расчетов удобно пользоваться относительной избыточной температурой:

$$\Theta = (t_T - \bar{t}) / (t_T - t_w), \quad (15)$$

откуда

$$\bar{t} = t_T - (t_T - t_w) \Theta. \quad (16)$$

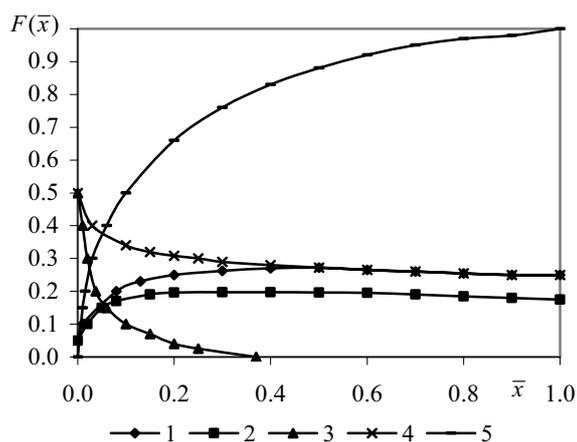


Рис. 2. Вспомогательные функции:

$$1 - f_1(\bar{x}); 2 - f_2(\bar{x}); 3 - f_3(\bar{x}); 4 - f_4(\bar{x}); 5 - \frac{\delta}{R}$$

Изменение Θ в зависимости от x и при различных значениях Re показано на рис. 3.

Из рассмотрения рисунка видно, что при возрастании числа Прандтля эффективность теплообмена падает.

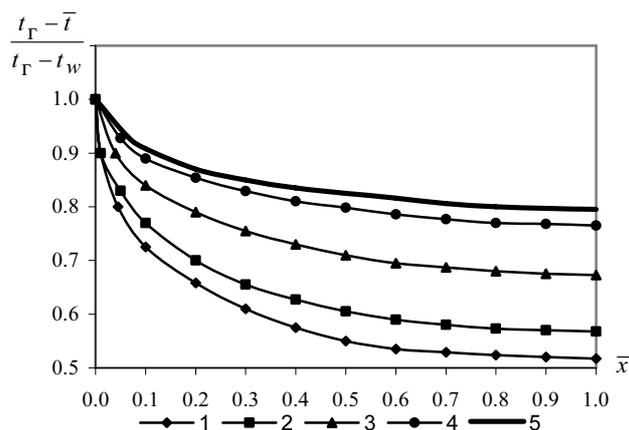


Рис. 3. Изменение относительной разности температур на начальном участке: 1 – $Pr=0,7$; 2 – $Pr=1,0$; 3 – $Pr=2,2$; 4 – $Pr=5,0$; 5 – $Pr=7,03$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе для ламинарного потока жидкости в трубке круглой формы получены зависимость по определению протяженности участка гидродинамической стабилизации потока и уравнение для определения скорости по всей длине начального участка.

На основе связи между динамическим и тепловым пограничными слоями получены уравнения для определения осредненной по энтальпии температуры жидкости на протяжении начального участка.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- d – диаметр трубки, мм;
 - R – радиус трубки, канала, м;
 - r – координата расстояния от стенки до рассматриваемой точки, м;
 - t – температура, К;
 - Θ – избыточная температура;
 - w – скорость жидкости, м/с;
 - x – координата текущей длины, длина начального участка, м;
 - δ – толщина пограничного слоя, м;
 - ν – кинематическая вязкость, m^2/s .
- Индексы:
- в – внутренний;
 - н – начальный;
 - w – вода;
 - г – газ;
 - т – тепловой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теплообмен при течении жидкости в трубчатых каналах / В.А. Стерлигов, А.А. Сулейманов, В.Я. Губарев и др. // Труды третьей Российской национальной конференции по теплообмену. В 8 томах. Т.2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. М.: Издательство МЭИ, 2002. 304 с.
2. Прандтль Л.И., Титъянс О. Гидро- и аэродинамика. Т. 2. ОНТИ, 1935. 36 с.
3. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Т. 1. М.: Изд-во иностранной литературы, 1948. 341 с.
4. Тарг С.М. Основные задачи теории ламинарных течений. М.–Л.: Из-во техн.теор.лит-ры, 1951. 420 с.
5. Шиллер Л. Движение жидкости в трубах. ОНТИ, 1938.