«МОСКОВСКИЙ АВТОМОБИЛЬНО-ДОРОЖНЫЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ (МАДИ)»
БРОННИЦКИЙ ФИЛИАЛ

Кафедра общетехнических дисциплин

В. И. ЕРЕМИН

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

(Краткий курс)

Часть II

Теплопередача

Учебное пособие

Допущено Советом Бронницкого филиала МАДИ
в качестве учебного пособия для студентов, изучающих дисциплину
«Термодинамика и теплопередача»
(протокол № 2/19-20 от 12.11.2019г.)

БРОННИЦЫ 2019

УДК 536.2
ББК 31.312
Е702

Рецензент: старший научный сотрудник НИИЦ АТ 3 ЦНИИ МО РФ, канд. техн. наук В. Н. Кузнецов

Еремин В.И.

Е702 Теоретические основы термодинамики и теплопередачи (Краткий курс). Ч. II. Теплопередача: Учебное пособие / В. И. Еремин. – Бронницы: БФ МАДИ, 2019. – 77 с.

В учебном пособии кратко рассмотрены основные разделы теплопередачи (теплообмена), включающие основы теории теплообмена при передаче теплоты из одной части пространства в другую, в твердых телах, а также в жидких и газообразных средах при теплопроводности, конвекции и тепловом излучении. Более детально рассмотрены вопросы, связанные с передачей теплоты через однослойные и многослойные плоские и цилиндрические стенки. Рассмотрены основы теории подобия и критериальные уравнения. Изложены вопросы расчета теплообменных аппаратов, где в качестве примеров взяты элементы радиатора автомобиля. Приводятся вопросы для самопроверки и необходимые справочные материалы.

Данное учебное пособие предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Термодинамика и теплопередача».

ВВЕДЕНИЕ К РАЗДЕЛУ II

Теплопередача, или *теплообмен*, — учение о самопроизвольных, необратимых процессах распространения теплоты в пространстве с неоднородным температурным полем за счет обмена внутренней энергией между отдельными элементами или областями рассматриваемой среды.

Температурным полем называют совокупность мгновенных значений температур во всех точках рассматриваемого пространства (объема тела). Согласно второму закону термодинамики, самопроизвольный процесс переноса теплоты в пространстве возникает под действием разности температур и направлен в сторону уменьшения температуры.

Закономерности переноса теплоты и количественные характеристики этого процесса и являются *предметом исследования* теплообмена.

Основной *задачей теплообмена* является нахождение полей температур (распределение температуры в пространстве) и соответствующих плотностей тепловых потоков передачи теплоты от одной точки к другой этого пространства.

Раздел II. Основы теории теплообмена

1 Основные понятия теории теплообмена. Теплопроводность

1.1 Основные определения. Виды теплообмена

При наличии разности температур в теле или при соприкосновении нескольких тел, имеющих различную температуру, происходит обмен кинетической энергией между движущимися структурными частицами (молекулами, атомами, свободными электронами), вследствие чего интенсивность движения частиц тела с меньшей температурой увеличивается, а с большей - уменьшается. Такой энергетический обмен называется **теплообменом,** или **теплопередачей. В** результате одно из соприкасающихся тел нагревается, а другое - охлаждается. При этом теплота переходит от точек с более высокой к точкам с более низкой температурой, если процесс протекает в одном теле. При теплообмене между различными телами это положение также сохраняется, т.е. теплота переходит от более нагретых тех к менее нагретым. Таким образом, конечный результат теплообмена заключается в выравнивании температур, после чего процесс прекращается.

Понятие «теплообмен» охватывает совокупность всех явлений, при которых имеет место передача теплоты из одной части пространства в другую в твердых телах, а также в жидких и газообразных средах. Эти процессы по своей физико-механической природе весьма многообразны, отличаются большой сложностью и обычно протекают в виде целого комплекса разнородных явлений. Для удобства принято делить перенос теплоты на простейшие виды:

- Теплопроводность (кондукция);
- конвекция;
- излучение (радиация).

Теплопроводность (кондукция) характеризуется тем, что ее действие связано с наличием вещественной среды и теплообмен может происходить только между такими частицами тела (молекулами и атомами), которые находятся в непосредственной близости друг от друга. При этом сами частицы не перемещаются. Процесс передачи теплоты *теплопроводностью* происходит при непосредственном контакте тел или частицами тел с различными температурами и представляет собой молекулярный процесс передачи теплоты. При нагревании тела, кинетическая энергия его молекул возрастает и частицы более нагретой части тела, сталкиваясь с соседними молекулами, сообщают им часть своей кинетической энергии. В твердых телах теплота передается только теплопроводностью.

Конвекция наблюдается тогда, когда материальные частицы какой-нибудь среды изменяют свое положение в пространстве и при этом передают теплоту от более нагретых объемов к менее нагретым. То есть, *конвекция* - это перенос теплоты при перемещении и перемешивании всей массы неравномерно нагретых жидкости или газа. При этом, перенос теплоты зависит от скорости движения жидкости или газа прямо пропорционально.

Это явление имеет место в жидкостях и газах и всегда сопровождается теплопроводностью, т.е. передачей теплоты от одной частицы к соседней, если только во всей текущей массе нет полного равенства температур. Рассматривая области, расположенные внутри потока, обе формы переноса теплоты можно охарактеризовать одним понятием - *теплопроводность в движущихся средах.*

Одновременный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется *конвективным теплообменом.*

Если учесть, кроме этого, влияние ограничивающих твердых стенок при течении жидкости или газа, то будем наблюдать более общий случай теплообмена между стенками и движущейся жидкостью, который называется *конвективной теплоотдачей* или просто *теплоотдачей.*

Теплообмен излучением (радиацией) характеризуется отсутствием контакта между телами, обменивающимися теплотой. Процесс передачи теплоты внутренней энергии тела происходит в виде электромагнитных волн. Этот процесс происходит в три стадии: превращение части внутренней энергии одного из тел в энергию электромагнитных волн, распространение э/м волн в пространстве, поглощение энергии излучения другим телом. Примером может служить передача теплоты от Солнца к Земле через космическое пространство. Тепловое излучение возникает у поверхности Солнца или внутри в результате сложных молекулярных и атомных возмущений. При этом некоторая часть внутренней энергии преобразуется в электромагнитные волны (или в другом представлении в фотоны - кванты энергии) и уже в такой форме передается через пространство к Земле.

Совместный теплообмен излучением и теплопроводностью называют *радиационно- кондуктивным* теплообменом.

Совокупность всех трех видов теплообмена называется *сложным радиационно-конвективным теплообменом.*

Процессы теплообмена могут происходит в различных средах: чистых веществах и разных смесях, при изменении и без изменения агрегатного состояния рабочих сред и т.д. В зависимости от этого теплообмен протекает по разному и описывается различными уравнениями.

Процесс переноса теплоты может сопровождаться переносом вещества *(массообмен).* Например испарение воды в воздух, движение жидкостей или газов в трубопроводах и т.д. Тогда процесс теплообмена усложняется, так как теплота дополнительно переносится с массой движущегося вещества.

Все эти различные формы переноса теплоты не обособлены. В большинстве случаев один вид теплообмена сопутствует другому, и разделить их между собой весьма трудно. В практических расчетах сложные сочетания различных видов расчленяют, и весь процесс сводят к какому-либо одному. При этом, если возможно, указывают условия, когда один выделенный вид теплообмена существенно доминирует над остальными. Практически все процессы, рассматриваемые в теории теплообмена, протекают при взаимодействии твердых тел с жидкими или газообразными средами, размеры которых много больше размеров составляющих их структурных частиц. Поэтому такие статистические понятия, как температура, давление, плотность, теплоемкость, вязкость и др., могут быть приписаны даже таким малым элементам системы, которые с физико-математической точки зрения могут рассматриваться как дифференциалы ее объема.

1.2 Температурное поле. Уравнение теплопроводности.

Температурным полем называют совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого объема в каждый фиксированный момент времени. Температуре, характеризующей степень нагретости любой точки тела, нельзя приписать какое-либо направление и поэтому она является скалярной величиной. Будем рассматривать только однородные и *изотропные* тела, т.е. такие тела, которые обладают одинаковыми физическими свойствами по всем направлениям. Математическое выражение распределения температуры в теле содержит в качестве независимых переменных пространственные координаты и время:

$$T = f(x, y, z, \tau), \tag{1.1}$$

где: T - температура тела;

x, y, z - координаты точки;

τ - время.

В общем такое температурное поле называется *нестационарным* $\delta T/\delta\tau \neq 0$, т.е. соответствует неустановившемуся тепловому режиму теплопроводности.

Если температура тела является функцией только координат и не изменяется с течением времени $\delta T/\delta\tau = 0$, то температурное поле называется *стационарным*:

$$T = f(x, y, z), \tag{1.2}$$

Уравнение двухмерного температурного поля:

для нестационарного режима:

$$T = f(x, y, \tau)\ ; \quad \delta T/\delta z = 0; \quad \delta T/\delta\tau \neq 0$$

для стационарного режима:

$$T = f(x, y, \tau)\ ; \quad \delta T/\delta z = 0; \quad \delta T/\delta\tau = 0$$

Уравнение одномерного температурного поля:

для нестационарного режима:

$$T = f(x, \tau)\ ; \quad \delta T/\delta z = 0; \quad \delta T/\delta y = 0; \quad \delta T/\delta\tau \neq 0$$

для стационарного режима:

$$T = f(x, \tau)\ ; \quad \delta T/\delta z = 0; \quad \delta T/\delta y = 0; \quad \delta T/\delta\tau = 0$$

Изотермической поверхностью называется поверхность тела с одинаковыми температурой. Эта поверхность характеризуется *градиентом температуры.* Рассмотрим две изотермические поверхности (Рис.1.1) с температурами T и T + ΔT.

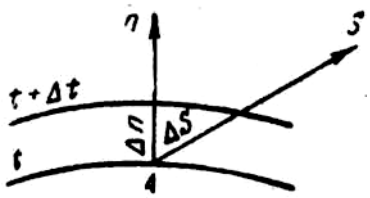


Рисунок 1.1 - Изотермическая поверхность

Градиентом температуры называют предел отношения изменения температуры ΔT к расстоянию между изотермами по нормали Δn, когда стремится к нулю:

$$\text{grad } T = |\mathbf{grad\ T}| = \lim(\Delta T/\ \Delta n)_{\Delta n\to 0} = \delta T/\delta n \tag{1.3}$$

Температурный градиент - это вектор, направленной по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной температуры T по нормали:

$$\mathbf{grad\ T} = \delta T/\delta n * \mathbf{n_o}$$

где: $\mathbf{n_o}$ - единичный вектор.

Количество теплоты, проходящее через изотермическую поверхность F в единицу времени называется *тепловым потоком* - Q, [Вт=Дж/с].

Тепловой поток, проходящий через единицу площади называют *плотностью теплового потока* - $q = Q / F$, [Вт/м^2]

Для твердого тела уравнение теплопроводности подчиняется *закону Био-Фурье*:

Тепловой поток, передаваемый теплопроводностью, пропорционален градиенту температуры и площади сечения, перпендикулярного направлению теплового потока.

$$Q = - \lambda\ F\ \delta T/\delta n\ ,$$

или

$$q = - \lambda\, n_0\, \delta T/\delta n = - \lambda\, \text{grad}\, T\ , \qquad (1.4)$$

где q - вектор плотности теплового потока;

λ - коэффициент теплопроводности, [Вт/(м К)].

Знак минус означает противоположную направленность теплового потока и градиента температуры.

Коэффициент теплопроводности является физическим параметром вещества, характеризующим способность тела проводит теплоту. Он зависит от рода вещества, давления и температуры. Также на его величину влияет влажность вещества. Для большинства веществ коэффициент теплопроводности определяются опытным путем и для технических расчетов берут из справочной литературы.

Численные значения коэффициента теплопроводности и зависимость от температуры для некоторых веществ и материалов следующая:

газы: 0,005 – 0,5 Вт/(м К) → λ увеличивается с ростом Т

жидкости: 0,1 – 1,0 Вт/(м К) → λ уменьшается с ростом Т (исключение вода и глицерин)

строительные и теплоизоляционные материалы (теплоизоляция $\lambda<0{,}2$):

0,02 – 3,0 Вт/(м К) → λ увеличивается с ростом Т

металлы: 10 – 430 Вт/(м К) → λ уменьшается с ростом Т (исключение алюминий и сплавы)

Дифференциальное уравнение теплопроводности для трехмерного нестационарного температурного поля при изменении теплоты в объеме пространства имеет следующий вид:

$$\mathrm{dQ} = \partial \mathrm{Q_x} + \partial \mathrm{Q_y} + \partial \mathrm{Q_z} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{z}^2}\right) \mathrm{dVd\tau}$$

Учитывая, что при нагревании (охлаждении) вещества необходимое количество теплоты равно:

$$\mathrm{dQ} = \mathrm{c}\,\rho\,\mathrm{dV}\,\mathrm{dT}$$

имеем

$$\mathrm{c}\,\rho\,\mathrm{dV}\,\mathrm{dT} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{z}^2}\right) \mathrm{dVd\tau}$$

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\lambda}{\mathrm{c\rho}}\left(\frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{x}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{y}^2} + \frac{\partial^2 \mathrm{T}}{\partial \mathrm{z}^2}\right) \qquad (1.5)$$

Тогда, *дифференциальное уравнение теплопроводности* для трехмерного нестационарного температурного поля (уравнение Био-Фурье) примет вид

$$\frac{dT}{d\tau} = \mathrm{a}\,\nabla^2 \mathrm{T} \qquad (1.6)$$

где $a = \lambda/(c\rho)$ - *коэффициент температуропроводности* [м^2/с], характеризует скорость изменения температуры.

∇ - оператор Лапласа.

Уравнение имеет множество решений. Для конкретизации решения задаются краевые условия (условия однозначности).

Краевые условия:

-Геометрические: плоская стенка, цилиндрическая и т.д., размеры.

-Физические: материал, $\lambda = f(T)$, $\rho = f(T)$, $c = f(T)$.

-Начальные: $T_w = f(x, y, z, \tau_o)$.

-Граничные: 1-го рода – распределение температуры по поверхности

$$T_{wп} = f(x_п, y_п, z_п, \tau),$$

2-го рода – распределение плотности теплового потока по поверхности $q_п = f(x_п, y_п, z_п, \tau)$,

2-го рода – интенсивность теплообмена с окружающей средой T_f; $\alpha = f(x_п, y_п, z_п, \tau)$.

α – коэффициент теплоотдачи; индексы: w – твердое тело, f - среда.

1.3 Теплопроводность через плоскую стенку.

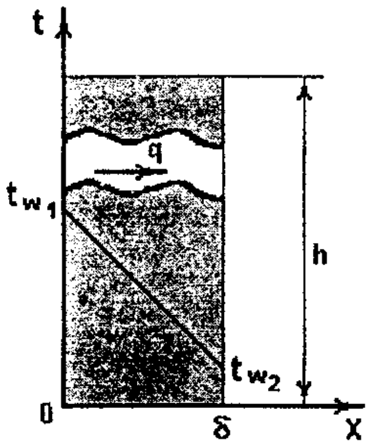


Рисунок 1.2 - Схема передачи теплоты через однородную, изотропную плоскую стенку

Рассмотрим простейший случай, решаемый теорией теплообмена, заключающийся в определении плотности теплового потока, передаваемого в стационарном режиме через плоскую, полубесконечную, однородную, изотропную стенку толщиной δ с постоянным коэффициентом теплопроводности λ. На поверхностях стенки поддерживаются постоянные температуры t_w и (граничные условия первого рода). Внутренние источники теплоты отсутствуют.

При принятых условиях температура изменяется только по толщине пластины, т. е. в направлении, перпендикулярном плоскости стенки (рис. 1.2). Уравнение теплопроводности для стационарного случая имеет вид:

$$q = -\lambda\frac{dt}{dx}; \quad \text{или} \quad dt = -\frac{q}{\lambda}\,dx$$

После интегрирования получим уравнение изменения температуры по толщине стенки:

$$t = -\frac{q}{\lambda}\,x + c;$$

То есть, изменение температуры в стенке линейно уменьшается (Рис.1.2). Учитывая граничные условия: при $x = 0$; $t = t_{w1}$ и $c = t_{w1}$; при $x = \delta$; $t = t_{w2}$

$$t_{w2} = -\frac{q}{\lambda}\,\delta + t_{w1}; \quad t_{w1} - t_{w2} = \frac{q}{\lambda}\,\delta;$$

Плотность теплового потока через однослойную стенку равна

$$q = \frac{t_{w1} - t_{w2}}{\delta / \lambda} = \frac{t_{w1} - t_{w2}}{R}; \qquad (1.7)$$

где $R = \delta / \lambda$ - термическое сопротивление, м^{2}К/Вт.

1.4 Теплопроводность многослойной плоской стенки

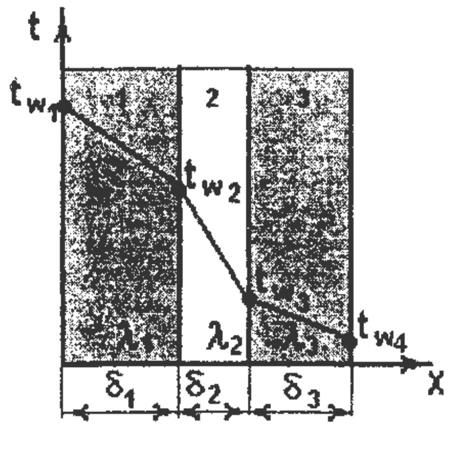


Рисунок 1.3 – Схема передачи теплоты через многослойную плоскую стенку

Рассмотрим предыдущую задачу с той лишь разницей, что стенка многослойная, состоящая из *n* слоев. Примем, что контакт между слоями идеальный и температура на соприкасающихся поверхностях двух слоев одинакова (рис. 1.3). Для стационарного случая плотность теплового потока, передаваемая через каждый слой, будет одинакова. При заданных температурах на внешних поверхностях, размерах слоев и соответствующих коэффициентах теплопроводности аналогично предыдущему случаю можно составить систему уравнений:

$$
\left.
\begin{aligned}
q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_{w1} - t_{w2}) \\
q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_{w2} - t_{w3}) \\
q &= \frac{\lambda_3}{\delta_3}(t_{w3} - t_{w4})
\end{aligned}
\right.
\qquad + \left|
\begin{aligned}
t_{w1} - t_{w2} &= q\frac{\delta_1}{\lambda_1} \\
t_{w2} - t_{w3} &= q\frac{\delta_2}{\lambda_2} \\
t_{w3} - t_{w4} &= q\frac{\delta_3}{\lambda_3}
\end{aligned}
\right.
$$

$$t_{w1} - t_{w4} = q\left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}\right).$$

Плотность теплового потока через многослойную стенку равна

$$q = \frac{t_{w1} - t_{w4}}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3} = \frac{t_{w1} - t_{w4}}{R}; \qquad (1.8)$$

где $R = \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3$ - термическое сопротивление, $м^2К/Вт$.

Для n слоев в многослойной стенке справедливо выражение:

$$q = \frac{t_{w1} - t_{w(n+1)}}{\sum\limits_{i=1}^{n}(\delta_i/\lambda_i)},$$

1.5 Теплопроводность через цилиндрическую стенку

Во многих, практически значимых случаях теплоносители движутся по трубам и требуется рассчитать тепловой поток через цилиндрическую стенку трубы и распределение температуры в ней.

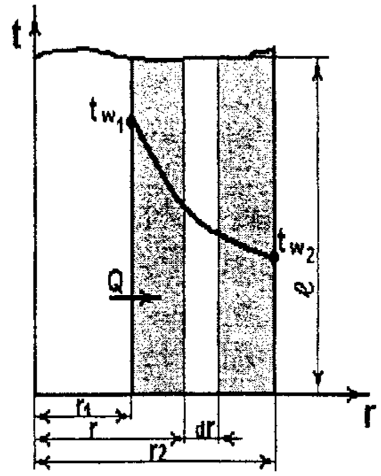


Рисунок 1.3 – Схема передачи теплоты через цилиндрическую стенку

Рассмотрим задачу, аналогичную теплопроводности плоской стенки, только для цилиндра с внутренним диаметром d_1 и наружным d_2 (рис. 1.4). Цилиндр бесконечен по оси z и симметричен. Остальные условия идентичны.

Уравнение теплопроводности для стационарного случая в отсутствии внутренних источников теплоты в цилиндрических координатах, можно записать:

$$Q = -\lambda 2\pi\ell r\frac{dt}{dr}; \quad dt = -\frac{Q}{2\pi\ell\lambda}\frac{dr}{r};$$

Интегрируя уравнение, получим:

$$\int_{t_{w_1}}^{t_{w_2}} dt = -\int_{r_1}^{r_2}\frac{Q}{2\pi\ell\lambda}\frac{dr}{r}; \quad t_{w_2} - t_{w_1} = -\frac{Q}{2\pi\ell\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1};$$

Полученное выражение показывает, что распределение температуры по радиусу стенки подчиняется логарифмическому закону. У внутренней поверхности, где кривизна стенки больше, температура меняется более значительно по сравнению с наружной.

В случае цилиндрической стенки плотность теплового потока меняется по радиусу. Величина теплового потока определяется по формуле:

$$Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_1} - t_{w_2})}{\frac{1}{\lambda}\ln(d_2/d_1)}; \; Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_1} - t_{w_2})}{R},$$

где $R = 1/\lambda \ln(d_2/d_1)$ - термическое сопротивление, $м^2К/Вт$.

1.6 Теплопроводность через многослойную цилиндрическую стенку

В случае многослойной цилиндрической стенки (рис.1.4) плотность теплового потока определяется по формулам:

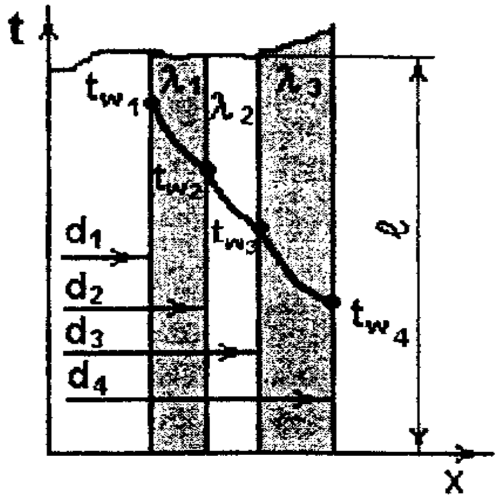


Рисунок 1.4 – Схема передачи теплоты через многослойную цилиндрическую стенку

$$Q = \frac{2\pi\ell\left(t_{w_1} - t_{w_2}\right)}{\frac{1}{\lambda}\ln\left(d_2 / d_1\right)};$$

$$Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_2} - t_{w_3})}{\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}}.$$

$$Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_3} - t_{w_4})}{\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}}$$

Изменение температуры между границами соседних слоев определиться из выражений:

$$t_{w_2} - t_{w_1} = -\frac{Q}{2\pi\ell\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1}; \quad t_{w_2} - t_{w_3} = \frac{Q}{2\pi\ell}\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}$$

$$t_{w_3} - t_{w_4} = \frac{Q}{2\pi\ell}\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}$$

Изменение температуры между границами наружнего и внутреннего слоев определяется из выражения:

$$t_{w_1} - t_{w_4} = \frac{Q}{2\pi\ell}\left(\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}\right);$$

Величина теплового потока через многослойный цилиндр определяется выражением:

$$Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_1} - t_{w_4})}{\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}} = \frac{2\pi\ell(t_{w_1} - t_{w_4})}{R}.$$

Для **n** слоев тепловой поток равен:

$$Q = \frac{2\pi\ell(t_{w_1} - t_{w_{n+1}})}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{\lambda_i}\ln\left(\frac{d_{i+1}}{d_i}\right)};$$

где: $R = \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{\lambda_i}\ln\left(\frac{d_{i+1}}{d_i}\right)$. - термическое сопротивление, м^{2}К/Вт.

1.7 Теплопроводность через шаровую стенку

Тепловой поток через шаровую стенку определяется из выражений:

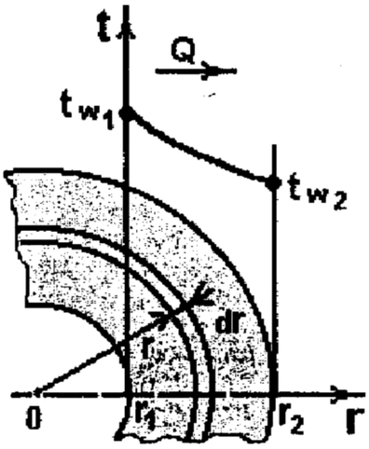


Рисунок 1.5 – Схема передачи теплоты через шаровую стенку

$$Q = -\lambda A\frac{dt}{dr} = -\lambda 4\pi r^2\frac{dt}{dr};$$

$$dt = -\frac{Q}{4\pi\lambda}\frac{dr}{r^2}; \quad \int_{t_{w_1}}^{t_{w_2}} dt = -\frac{Q}{4\pi\lambda}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2};$$

$$t_{w_2} - t_{w_1} = -\frac{Q}{4\pi\lambda}\left[-\frac{1}{r_2} - \left(-\frac{1}{r_1}\right)\right];$$

$$Q = \frac{4\pi\lambda(t_{w_1} - t_{w_2})}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} = \frac{2\pi\lambda(t_{w_1} - t_{w_2})}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}}.$$

2 Основные понятия конвективного теплообмена

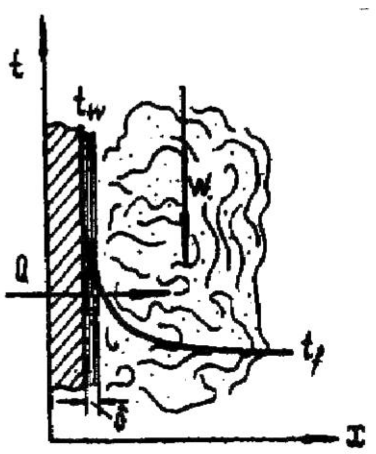
2.1 Основные понятия и определения.

Под конвекцией теплоты понимают перенос теплоты при макроскопическом перемещении частиц жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой. Конвекция возможна только в текучей среде, так как перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды. При этом перенос теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью. До звуковых скоростей газ можно считать несжимаемой жидкостью. Поэтому все законы для газа и жидкости одинаковы.

Количественной характеристикой переноса теплоты при конвенции служит *поверхностная плотность конвективного теплового потока* [Дж/(м^{2}с)], которая определяется переносом массы жидкости (массовой скоростью) ρw, [кг/(м^{2}с)] в единицу времени через единицу контрольной поверхности нормально к ней, где w — скорость перемещения, ρ — плотность среды. Одновременно с массой переносится энтальпия h [Дж/кг].

$$q_{кон} = \rho\ w\ h \tag{2.1}$$

Обычно конвективный теплообмен осуществляется между жидкостью и поверхностью твердого тела, этот процесс называется *теплоотдачей.* Поверхность тела, через которую переносится теплота, называется поверхностью теплообмена, или *теплоотдающей поверхностью.*



На рис. 2.1 приведена схема передачи теплоты при конвективном теплообмене стенки и окружающей среды. При этом температура среды соответствует t_f, а температура поверхности стенки t_w. Скорость передвижения среды вдоль стенки *w*.

Рисунок 2.1 – Схема передачи теплоты

При расчетах теплоотдачи используют закон Ньютона — Рихмана

$$Q = \alpha\,(t_f - t_w)\,F = \alpha\,\Delta t\,F \tag{2.2}$$

или для поверхностной плотности теплового потока

$$q = \alpha\,(t_f - t_w) \tag{2.3}$$

где: α - коэффициент теплоотдачи, [Вт/м^{2}К]

t_f и t_w – температура среды и поверхности твердого тела,

F – площадь поверхности твердого тела.

Конвективный тепловой поток равен тепловому потоку, передаваемому через пограничный слой теплопроводностью. В пограничном слое теплота передается теплопроводностью, за его пределами – конвекцией как поперек, так и вдоль потока.

Коэффициент теплоотдачи - это количество теплоты, передаваемое от среды твердому телу (или от твердого тела среде) в единицу времени с единицы площади поверхности при температурном напоре (разности температур t_f и t_w) в один кельвин.

Коэффициент теплоотдачи учитывает конкретные условия теплообмена на границе стенка — окружающая среда (жидкость), влияющие на интенсивность процесса теплоотдачи:

$$\alpha\,(t_f - t_w) = -\,\lambda_f\,\frac{\partial t_f}{\partial n};\quad \alpha = -\frac{\lambda_f}{t_f - t_w}\,\frac{\partial t_f}{\partial n} \qquad (2.4)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого количества факторов и является функцией формы и размеров тела, режима течения, скорости и температуры жидкости, физических свойств жидкости и др. В большинстве задач конвективного теплообмена a является искомой величиной, определив которую, легко вычислить плотность теплового потока или тепловой поток по уравнению (2.4).

Различают свободную и вынужденную конвекцию.

Свободная конвекция – перенос теплоты при естественном движении среды вследствие разности плотностей неодинаково нагретых масс. При *свободной конвекции* движение объема жидкости возникает вследствие неоднородности в ней массовых сил. Неоднородное распределение температуры, а соответственно, и плотности в жидкости в поле земного тяготения может вызвать свободное, гравитационное ее движение.

Вынужденная конвекция (движение объема жидкости или газа) происходит под действием внешних поверхностных сил, приложенных на границах объема жидкости или газа, за счет предварительного сообщения ему кинетической энергии (например, за счет работы насоса, вентилятора, ветра и др.).

Теплоотдача может быть как при свободной, так и при вынужденной конвекции.

При движении объема жидкости возникают различные режимы течения. Различают два основных режима течения: ламинарный и турбулентный.

Ламинарное течение – это слоистое течение без перемешивания частиц теплоносителя и без пульсации скорости. Здесь направление общего движения совпадает с направлением движения отдельных частиц.

Турбулентное течение – это течение, при котором отдельные частицы двигаются неупорядоченно, хаотично; и хотя среднее значение скорости потока может быть постоянно во времени, мгновенные же значения скоростей отдельных частиц меняются во времени как по величине, так и по направлению. Наличие такого пульсационного движения обуславливает интенсивное перемешивание в потоке. Частицы помимо продольного движения совершают поперечные перемещения, перенося поперек потока механическую энергию и тепло.

2.2 Дифференциальное уравнение конвективного теплообмена

Уравнение конвективного теплообмена можно представить в виде:

$$q = -\lambda \Delta t + \rho w h \qquad (2.5)$$

Из уравнения (2.5) следует, что для однозначного определения плотности теплового потока в любой момент времени и в любой точке жидкости необходимо знать поля температур, скорости и удельную энтальпию.

Для идеальной жидкости связь между энтальпией и температурой определяется дифференциальными уравнениями термодинамики ($h = f(T,p)$).

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp\,,$$

Откуда

$$h = \int_T c_p dT + \int_p \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp\,.$$

Используя соотношения для идеального газа (для многих задач в условиях несжимаемости жидкостей $p = const$) можно принять $(dh/dp)_T = 0$ и определить:

$$dh = c_p\,dT \quad \text{и} \quad h = \int_T c_p\,dT$$

При выводе дифференциального уравнения, описывающего температурное поле в движущейся жидкости полагается, что жидкость однородна и изотропна, ее физические параметры постоянны, энергия деформации мала по сравнению с изменением внутренней энергии.

В основу вывода дифференциального уравнения положен закон сохранения энергии. Количество теплоты δQ, введенное в элементарный объем извне за время $d\tau$ вследствие теплопроводности δQ_1, а также от внутренних источников δQ_2, равно изменению внутренней энергии (изохорный процесс) или энтальпии (изобарный процесс), содержащейся в элементарном объеме:

$$\delta Q = \delta Q_1 + \delta Q_2 \qquad (2.6)$$

Количество теплоты δQ_1, подводимое теплопроводностью к рассматриваемому объему в пространственных координатах равно:

$$\delta Q_1 = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau .$$

Обозначив мощность внутренних источников теплоты q_v (Вт/м^3), которые выделяют количество теплоты в единице объема в единицу времени, найдем:

$$\delta Q_2 = q_\upsilon \cdot d\upsilon \cdot d\tau .$$

Величина δQ уравнения (2.6) определяется в зависимости от характера процесса.

Для изохорного процесса

$$\delta Q = dU = C_\upsilon^o \ \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau \cdot d\upsilon = c_\upsilon \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau \cdot d\upsilon , \qquad (2.7)$$

Для изобарного процесса

$$\delta Q = dH = c_p^o \ \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau \cdot d\upsilon = c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau \cdot d\upsilon = \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} d\upsilon d\tau . \qquad (2.8)$$

В твердых телах (в меньшей степени в жидкостях, а тем более, в газах) перенос теплоты осуществляется по закону Фурье (1.4), а проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси определяются выражениями:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Подставляя полученные выражения проекций вектора плотности теплового потока в уравнение (2.7 или 2.8) и опуская индекс при теплоемкости, получим:

$$c\rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} + q_\upsilon = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right) + q_\upsilon. \quad (2.9)$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = di\upsilon\,\vec{q},$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} di\upsilon(\lambda\ grad\ t) + \frac{q_\upsilon}{c\rho}. \quad (2.10)$$

Выражение (2.9 и 2.10) *называется дифференциальным уравнением теплопроводности.* Оно определяет поле температур при его пространственно-временном изменении в ходе процесса теплопроводности.

При постоянстве теплофизических свойств уравнение (2.9) примет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{q_\upsilon}{c\rho}. \quad (2.11)$$

Обозначим — $\frac{\lambda}{c\,\rho}$ через а, который называется *коэффициентом температуропроводности*, м^2/с. Коэффициент *а* полностью состоит из физических свойств веществ, поэтому и сам является физическим параметром вещества (он важен для нестационарных процессов, являясь мерой теплоинерционных свойств тела).

Используя выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат можно записать уравнение (2.11) в виде:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho} \quad (2.12)$$

Общее уравнение (2.12) упрощается, если система тел не содержит внутренних источников тепла ($q_v = 0$). При этих условиях дифференциальное уравнение теплопроводности в движущейся среде имеет вид *:*

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t .$$

Для конкретизации решения задаются условия однозначности: геометрические, физические, начальные, граничные.

Решение системы этих уравнений практически невозможно, поэтому они применяются вместе с условиями однозначности для образования *критериев подобия* установленных в теории подобия.

2.3 Условия подобия физических процессов

Проведенный анализ системы безразмерных дифференциальных уравнений и условий однозначности позволяет понять общие условия определения подобия физических процессов, сформулированные в виде трех правил:

1. Подобные процессы должны быть качественно одинаковыми, т. е. они должны иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми по форме записи дифференциальными уравнениями.

2. Условия однозначности подобных процессов должны быть одинаковыми во всем, кроме числовых значений размерных постоянных, содержащихся в этих условиях.

3. Одноименные определяющие безразмерные переменные подобных процессов должны иметь одинаковое числовое значение.

Первое условие означает, что подобные процессы должны относиться к одному и тому же классу физических явлений. Помимо одинаковой физической природы подобные процессы должны характеризоваться одинаковыми по записи дифференциальными уравнениями. Таким образом, подобные процессы должны быть процессами конвективного теплообмена, характеризующимися одинаковой природой, одинаковыми действующими силами.

Второе условие требует, чтобы условия однозначности подобных процессов были одинаковыми во всем, кроме числовых значений постоянных, содержащихся в этих условиях.

Таким образом, запись размерных условий однозначности подобных процессов в общем виде (буквенном) должна быть идентичной. При этом конкретные значения скорости (w_0) и температуры (t_0) набегающего потока, температура стенки (t_c) и т. д. могут иметь различные числовые значения.

Из первого и второго условий подобия следует, что подобные процессы должны описываться одинаковыми (тождественными) безразмерными дифференциальными уравнениями и безразмерными граничными условиями.

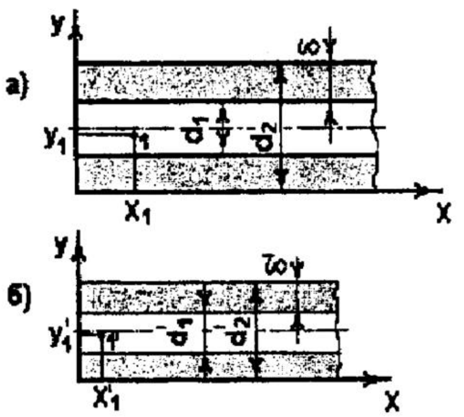


Рисунок 2.2 - Схема геометрического подобия двух тел а) и б)

Геометрическое подобие (рис. 2.2)- отношение сходственных размеров постоянно:

$$\frac{d_1}{d_1'} = \frac{d_2}{d_2'} = \frac{\delta}{\delta'} = c_l$$

где: c_l – константа подобного преобразования.

Физическое подобие - однородные параметры процессов в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени должны быть связаны между собой постоянными коэффициентами - константами подобного преобразования.

Сходственные точки пространства

$$\frac{x_1}{x_1'} = \frac{y_1}{y_1'} = c_l$$

Сходственные моменты времени

$$\frac{\tau_1}{\tau_1'} = \frac{\tau_{\text{хар}}}{\tau_{\text{хар}}'} = c_\tau$$

Суть теории подобия заключается в следующем. Из размерных физических параметров, характеризующих исследуемый процесс, образуются безразмерные комплексы - *критерии подобия*. Число критериев подобия в соответствии с так называемой π - теоремой должно быть равно разности числа физических параметров и числа первичных размерностей (кг, м, с, К и др.), входящих в эти параметры.

По результатам эксперимента в определенных условиях при изменении какого-либо из физических параметров вычисляются численные значения безразмерных комплексов и находится зависимость определяемого критерия подобия, в который входит искомая физическая величина (в данном случае коэффициент теплоотдачи a), от других (определяющих) критериев подобия. Эта зависимость называется *критериальным уравнением*. Устанавливаются также пределы изменения определяющих критериев подобия, при которых справедливо полученное уравнение. Используя это уравнение, можно вычислить a без постановки эксперимента во множестве других, но подобных процессах, отличающихся численными значениями физических параметров.

2.4 Критерии подобия и уравнения подобия (критериальные уравнения)

Безразмерные комплексы, состоящие из разнородных физических величин, называются *критериями подобия*, которым присвоены имена ученых, внесших значительный вклад в развитие гидродинамики и теплопередачи.

Критерий Нуссельта Nu (безразмерный коэффициент теплоотдачи) - характеризует соотношение между теплообменом конвекцией и теплопроводностью. Критерий Нуссельта определяется из выражения:

$$Nu = \frac{\alpha\, n}{\lambda} \qquad (2.13)$$

где: n - храктерный линейный размер, вместо п может быть любой другой линейный размер, например длина I, диаметр трубы d, или для канала не круглого сечения эквивалентный диаметр $d_э = \frac{4А}{П}$, где А – площадь сечения канала, П – периметр сечения.

Критерий Нуссельта характеризует теплообмен на границе стенка — жидкость. В задачах конвективного теплообмена критерий *Nu* обычно является искомой величиной, поскольку в него входит определяемая величина *a*.

Критерий Рейнольдса Re определяет режим движения среды при вынужденной конвекции и характеризует соотношение сил инерции и сил вязкости. Он является важной характеристикой процессов течения жидкости. При малых числах *Re* (меньше критических) преобладают силы вязкости и режим течения жидкости ламинарный, т. е. отдельные струи жидкости не перемешиваются и всякие случайные возмущения быстро затухают под действием сил вязкости. При больших числах *Re* (турбулентный поток) преобладают силы инерции, поэтому случайные завихрения (возмущения) интенсивно развиваются.

$$Re = \frac{w\,d}{\nu} = \frac{w\,d\,\rho}{\mu} \qquad (2.14)$$

<u>*Критерий Прандтля Pr*</u> целиком составлен из физических параметров, и поэтому сам является физическим параметром (приводится в таблицах теплофизических свойств веществ), характеризует теплофизические свойства среды и соотношение толщин динамического и теплового размера пограничных слоев.

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu\,c\,\rho}{\lambda} = \frac{\mu\,c}{\lambda} \qquad (2.15)$$

Если в рассматриваемой задаче уравнения движения и энергии аналогичны, а также аналогичны условия однозначности, то *критерий Прандтля* может быть приписан смысл меры подобия полей температур и скоростей. При $Pr = 1$ $(a = \nu)$ расчетные поля температур и скоростей будут подобны.

<u>*Критерий Грасгофа Gr*</u> - определяет интенсивность движения среды при естественной конвекции и характеризует соотношение между подъемной силой, возникающей вследствие разности плотности среды и силой вязкости в неизотермическом потоке. *Критерий Грасгофа* характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей.

$$Gr = \frac{\beta\,g\,\Delta t\,l^3}{\nu^2} \qquad (2.16)$$

где: β – коэффициент температурного расширения (для газа $\beta = 1/T$),

g – ускорение свободного падения,

Δt – разность температур тела и среды,

l - характерный линейный размер.

<u>*Критерий Эйлера Eu*</u> – относится к определяемым критериям, из которого определяют падение давления Δp. Критерий характеризует соотношение сил давления и сил инерции.

$$Gr = \frac{\Delta p}{p_f w^2} \qquad (2.17)$$

Критерий Фурье Fo - характеризует связь теплофизических свойств и размеров тела со скоростью изменения в нем полей температуры

$$Fo = \frac{a\,\tau}{l^2} \qquad (2.18)$$

Критерий Био Bi - характеризует соотношение между температурными условиями в окружающей среде и распределением температуры в теле

$$Bi = \frac{a\,l}{\lambda_w} \qquad (2.19)$$

где: λ_w - теплопроводность тела.

Критерий Пекле Pe - характеризует отношение теплоты, переносимой конвекцией к теплопроводности. Критерий Пекле можно представить в виде:

$$Pe = \frac{w_0 l_0}{a} = \frac{w_0 l_0}{\nu}\,\frac{\nu}{a} = Re\;Pr \qquad (2.20)$$

Выше перечисленные критерии являются безразмерными переменными и их можно разделить на два вида:

определяемые — это критерии, в которые входят искомые зависимые переменные; в рассматриваемом случае зависимыми являются *a* и Δр. Следовательно, определяемыми являются *Nu, Eu;*

определяющие — это критерии, целиком составленные из независимых переменных и постоянных величин, входящих в условия однозначности; в рассматриваемом случае определяющими являются *Re, Pr* (или *Pe),* Gr.

Зависимости определяемого критерия подобия от определяющих критериев называют *уравнениями подобия* или *критериальными уравнениями.*

При установившемся режиме в условиях совместного проявления

вынужденной и свободной конвекции Nu = f (Re, Gr, Pr);

при вынужденной конвекции Nu = f (Re, Pr);

при свободной конвекции Nu = f (Gr, Pr).

Уравнения представляются в виде степенных зависимостей:

$$Nu = C_1\, Re^{m1}\, Pr^{n1}; \qquad Nu = C_2\, Gr^{m2}\, Pr^{n2}.$$

Постоянные С, m, n определяются по результатам эксперимента в определенных условиях и справедливы при других условиях в соответствующем диапазоне определяющих критериев подобия, что указывается для каждого уравнения.

При жидкой среде в критериальные уравнения вводится также отношение $(Pr_f/Pr_w)^{0,25}$, в котором Pr_f определяется по температуре среды, а Pr_w - по температуре твердого тела. Это отношение учитывает отличие тепловых потоков от среды к телу и от тела к среде при одинаковой разности температур t_f и t_w.

Число Рг для газов слабо зависит от температуры, поэтому для них $Pr_f/Pr_w \approx 1{,}0$ и данное отношение в критериальных уравнениях не учитывается.

При вынужденной конвекции в уравнения вводятся поправочные коэффициенты:

ε_l – поправка на недостаточную длину трубы, учитывает влияние на теплообмен входного участка; ε_l = f(l/d,Re) представляется в табличном виде; при l/d >15 ε_l слабо зависит от Re и ε_l можно определить по выражению $\varepsilon_l = 1 + 2d/l$; при l/d >50 принимаем $\varepsilon_l = 1{,}0$;

ε_R – поправка на изгиб трубы; $\varepsilon_R = 1+1{,}77d/R$, где R - радиус изгиба;

$\varepsilon_{зм}$ – поправка на змеевик; $\varepsilon_{зм} = 1 + 3{,}6\, d/D$, где D - диаметр спирали.

Примеры критериальных уравнений

1. Свободная конвекция:

а) при горизонтально расположенной трубе, $10^3 < (Gr_f\, Pr_f) < 10^8$:

$$N_{uf} = 0,5\ (Gr_f Pr_f)^{0,25}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25};$$

б) при вертикально расположенной трубе, $(Gr_f\ Pr_f) > 10^9$:

$$N_{uf} = 0,15\ (Gr_f Pr_f)^{0,33}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25}.$$

2. Вынужденная конвекция при движении среды в каналах:

а) при ламинарном движении $(Gr_f{}'Pr_f) > 8 \cdot 10^5$:

$$N_{uf} = 0,15\ Re_f^{0,33}\ Pr_f^{0,43}\ Gr_f^{0,1}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25};$$

б) при турбулентном движении $Re_f \geq 2 \cdot 10^4$:

$$N_{uf} = 0,021\ Re_f^{0,8}\ Pr_f^{0,43}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25}\ \varepsilon_\ell\, \varepsilon_R.$$

3.При поперечном омывании пучка труб, $Re = 10^3 ... 10^5$:

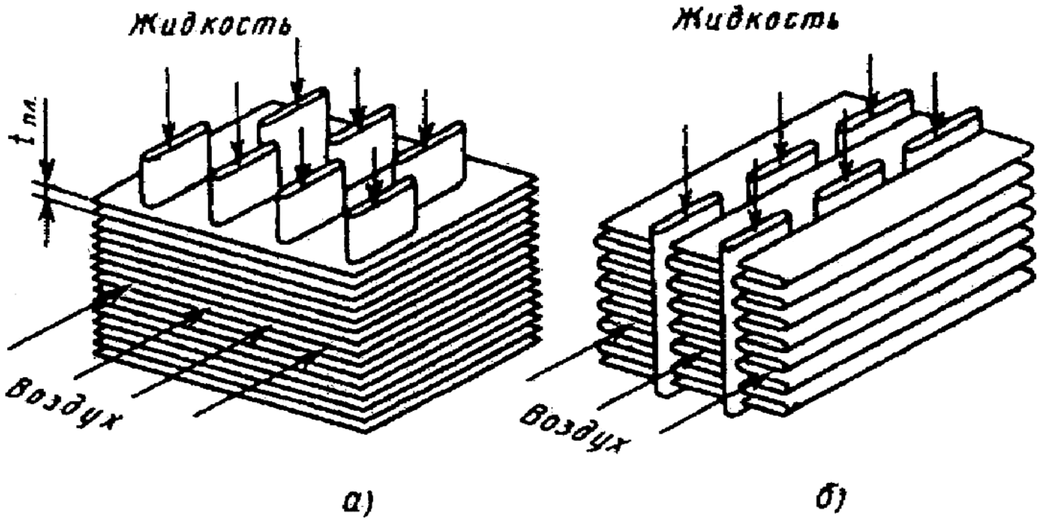


Рисунок 2.3 - Трубчато - пластинчатая решетка:

а - с шахматным расположением трубок; б - с коридорным расположением трубок

а) при коридорном расположении труб (рис. 2.3, б)

$$N_{uf} = 0,26\ Re_f^{0,65}\ Pr_f^{0,33}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \varepsilon_s\, \varepsilon_i, \text{ где } \varepsilon_s = (S_2/d)^{-0,15};$$

где: d - диаметр трубок, S_2 - расстояние между трубками по глубине;

$\varepsilon_i = 0,9$ при $i = 2$ (i - число рядов трубок);

б) при шахматном расположении труб (рис. 2.3, а)

$$N_{uf} = 0,41\ Re_f^{0,6}\ Pr_f^{0,33}\ (Pr_f/Pr_w)^{0,25}\ \varepsilon_s\, \varepsilon_i,$$

где: $\varepsilon_S = \left(\frac{S_1}{S_2}\right)^{0,166}$ при $\frac{S_1}{S_2} < 2$ и $\varepsilon_S = 1,12$ при $\frac{S_1}{S_2} \geq 2$

S_1 – расстояние между трубками в ряду по фронту; $\varepsilon_i = 0,7$ при i=2

$\varepsilon_i = 1,0$ при i≥3

Основные теоремы подобия

Первая теорема (Ньютона - Бертрана). В подобных процессах критерии подобия численно равны.

Вторая теорема (Федермана - Букингема). Если физическое явление описывается системой дифференциальных уравнений, то всегда существует возможность представления их в виде уравнений в критериях подобия, образованных из размерных физических параметров, входящих в дифференциальные уравнения и условия подобия.

Третья теорема (Кирпичева - Гухмана). Подобны те процессы, условия однозначности которых подобны, и критерии подобия, составленные из условий однозначности, численно равны.

Теория подобия лежит в основе организации и проведения эксперимента.

В соответствии с первой теоремой при проведении эксперимента необходимо измерять параметры, входящие в критерии подобия.

Из второй теоремы следует, что результаты эксперимента необходимо обрабатывать в критериях подобия с определением критериального уравнения.

По третьей теореме полученные критериальные уравнения можно распространять на те процессы, в которых подобны условия однозначности, и определяющие критерии подобия численно равны.

3 Тепловое излучение

В отличие от теплопроводности и конвекции теплообмен излучением не требует непосредственного контакта тел и может происходить между телами, находящимися на большом расстоянии друг от друга. Классическим примером этого явления служит излучение Солнца на Землю. *Тепловое излучение* — это результат превращения внутренней энергии тел в энергию электромагнитных колебаний. При попадании этого излучения на другое тело, имеющее более низкую температуру, их энергия (электромагнитных колебаний) частично поглощается, превращаясь во внутреннюю энергию данного тела. Таким образом, осуществляется лучистый теплообмен между телами. Следует отметить, что электромагнитные волны могут распространяться в вакууме, т. е. не требуется непосредственного контакта между телами теплообмена, а также наличия газа или жидкости между ними.

3.1 Основные понятия и определения

Согласно электромагнитной теории света, носителями лучистой энергии являются *электромагнитные волны*, излучаемые телами. Эти волны в изотропной среде или вакууме распространяются прямолинейно со скоростью света, подчиняясь оптическим законам преломления, поглощения и отражения. Тепловое излучение (как и любые другие электромагнитные колебания) характеризуется длиной волны λ и частотой колебаний $\nu = c / \lambda$, где c — скорость распространения волн (в вакууме $c=3 \cdot 10^8$ м/с).

Данные об излучении некоторых видов в зависимости от длины волны представлены в табл. 3.1.

Таким образом, инфракрасное излучение занимает спектральную область электромагнитного излучения между концом красного спектра видимого излучения ($\lambda \approx 0{,}74$ мкм) и сверхвысокочастотным (СВЧ) радиоизлучением ($\lambda \approx 1$—2 мм). Для температур, с которыми обычно сталкиваются при решении технических задач, основное количество энергии излучается при λ = 0,8 ÷ 80 мкм (общий диапазон до 800 мкм).

Таблица 3.1

Шкала электромагнитных волн

Длина волны, м	*Наименование*
10^{4} - 10^{1}	Радиоволны
10^{1} – 10^{-1}	Ультракороткие
10^{-1} – 10^{-2}	Телевидение (СВЧ)
10^{-2} – 10^{-3}	Радиолокация (СВЧ)
10^{-3}-10^{-6}	Инфракрасное излучение
10^{-6} -10^{-7}	Видимый спектр
10^{-7}-10^{-9}	Ультрафиолетовое излучение
10^{-9}-10^{-12}	Рентгеновское излучение
10^{-12}-10^{-14}	Гамма-излучение
$< 10^{-14}$	Космические лучи

Лучеиспускание свойственно всем телам, и каждое из них излучает и поглощает энергию непрерывно, если температура его не равна 0°К. При одинаковых или различных температурах между телами, расположенными как угодно в пространстве, существует непрерывный лучистый теплообмен.

При температурном равновесии тел количество отдаваемой лучистой энергии будет равно количеству поглощаемой лучистой энергии. Спектр излучения большинства твердых и жидких тел непрерывен. Эти тела испускают лучи всех длин волн от малых до больших. Спектр излучения газов имеет линейчатый характер. Газы испускают лучи не всех длин волн. Такое излучение называется *селективным* (избирательным). Излучение газов носит объемный характер.

Суммарное излучение с поверхности тела по всем направлениям полусферического пространства и по всем длинам волн спектра называется *интегральным* или *полным лучистым потоком* (Q).

Тепловой поток, излучаемый на всех длинах волн с единицы поверхности тела по всем направлениям, называется *поверхностной плотностью потока интегрального излучения E*, Вт/м^2 или *излучательной способностью* тела, и определяется природой данного тела и его температурой. Эго собственное излучение тела.

$$E = \int_0^\infty J_\lambda \, d\lambda$$

где: J_λ – интенсивность, или спектральная плотность излучения [Вт/м^{2}м].

Разные тела по-разному поглощают, отражают или пропускают лучистый поток.

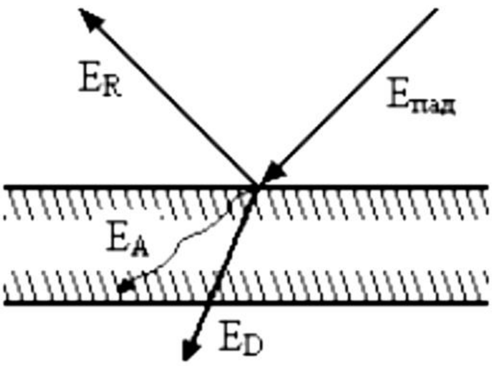


Рисунок 3.1 - Распределение энергии при падении излучения на поверхность

На рис. 3.1 показано распределение энергии при падении излучения на поверхность реального жидкого или твердого тела. Часть энергии излучения $E_{пад}$ падающей на тело, отражается *(E_R)*. часть — поглощается *(E_A)* и часть — проходит сквозь тело *(E_D)*.

Общий поток лучистой энергии складывается следующим образом:

$$E_{пад} = E_R + E_A + E_D \tag{3.1}$$

Уравнение (3.1) теплового баланса можно записать в безразмерной форме, поделив каждый член уравнения на $E_{пад}$:

$$R + A + D = 1 \tag{3.2}$$

где $R = \frac{E_R}{E_{пад}}$ - доля отражаемого телом лучистого потока называется отражательной способностью тела, или *коэффициентом отражения*.

$A = \frac{E_A}{E_{пад}}$ - доля поглощаемого телом лучистого потока называется поглощательной способностью тела, или *коэффициентом поглощения*,

$D = \frac{E_D}{E_{пад}}$ - доля пропускаемого телом лучистого потока называется пропускательной способностью тела, или *коэффициентом пропускания*.

Если поверхность поглощает все падающие на нее лучи, т. е. A = 1, R = 0 и D = 0, то такую поверхность называют *абсолютно черной.* Если поверхность отражает полностью все падающие на нее лучи, то такую поверхность называют *абсолютно белой.* При этом R = 1, A = O, D = 0. Если тело *абсолютно проницаемо* для тепловых лучей, то D = 1, R = 0 и A = 0. В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует, тем не менее понятие о них является очень важным для сравнения с реальными поверхностями.

Кварц для тепловых лучей непрозрачен, а для световых и ультрафиолетовых лучей прозрачен. Каменная соль прозрачна для тепловых лучей и непрозрачна для ультрафиолетовых лучей. Оконное стекло прозрачно для световых лучей, а для ультрафиолетовых и тепловых почти непрозрачно. Белая поверхность (ткань, краска) хорошо отражает лишь видимые лучи, а тепловые лучи поглощает также хорошо, как и темная. Таким образом, свойство тел поглощать или отражать тепловые лучи зависят в основном от состояния поверхности, а не от ее цвета.

Если поверхность отражает лучи под тем же углом, под которым они падают на нее, то такую поверхность называют *зеркальной.* Если падающий луч при отражении расщепляется на множество лучей, идущих по всевозможным направлениям, то такое отражение называют *диффузным* (например поверхность мела).

В большинстве твердых и жидких тел поглощение инфракрасного излучения осуществляется в тонком, поверхностном слое, т. е. не зависит от толщины тела и его можно рассматривать как поверхностное явление.

В газе процесс поглощения носит объемный характер в силу значительно меньших концентраций молекул. При этом коэффициент поглощения зависит от «толщины» газового объема и давления газа.

Большинство твердых тел можно рассматривать как серые тела.

Серое тело - непрозрачное тело, имеющее, как и абсолютно черное тело, сплошной спектр излучения на всех длинах волн.

Степень черноты - отношение плотности собственного излучения E тела к плотности собственного излучения E_0 абсолютно черного тела при одной и той же температуре:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} \quad \text{или} \quad \varepsilon = \frac{J\lambda}{J_{\lambda 0}}$$

3.2 Основные законы теплового излучения

Рассматриваемые ниже законы теплового излучения строго справедливы лишь для абсолютно черного тела и с определенной погрешностью используются для реальных твердых (серых) тел.

Закон Планка устанавливает зависимость между распределением энергии (спектральной плотности излучения), излучаемой абсолютно черным телом *(* $J_{\lambda 0}$ *)*, длиной волны λ (м) и температурой T (К):

$$J_{\lambda,0} = \frac{dE_0}{d\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\frac{C_2}{\lambda T} - 1}, \tag{3.3}$$

где: $C_1 = 2\pi h c_0 = 3{,}74 \cdot 10^{-16}$ Вт м^2; $C_2 = hc_0/k = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$ м К - постоянные величины: $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Дж · с - постоянная Планка; $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К- постоянная Больцмана; c_0 – скорость света в вакууме.

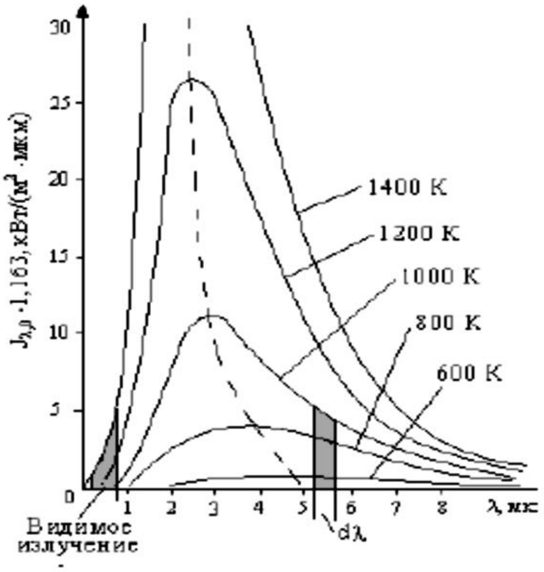


Рисунок 3.2 - Излучение абсолютно черного тела в зависимости от длины волны при разных температурах

Характер изменения $J_{\lambda 0}$ от λ для различных значений T показан на рис. 3.2. Из графика видно, что, начиная от нуля, спектральная плотность потока излучения быстро растет с увеличением длины волны, достигая максимума при некоторой длине волны λ_{max}, которая зависит от температуры поверхности излучения T, после чего убывает.

<u>*Закон Вина*</u> определяет зависимость от температуры длины волны λ_{max}, соответствующей максимальной спектральной плотности потока излучения $J_{\lambda 0}$:

$$\lambda_{max} T = 2{,}898 \text{ мм} \cdot \text{К}, \qquad (3.4)$$

<u>*Закон Стефана-Больцмана*</u> устанавливает зависимость плотности потока излучения E_0 АЧТ от его температуры T:

$$E_0 = \sigma_0 T^4, \qquad (3.5)$$

где σ_0 = 5,67 · 10^{-8} Вт/(м^2·К^4) — постоянная Стефана — Больцмана, а T - температура в градусах Кельвина.

Для практических расчетов поверхностной плотности потока интегрального излучения удобнее следующая запись E_0, Вт/м^2:

$$E_0 = c_0 [\ T/100\ ]^4, \qquad (3.6)$$

где c_0 = 5,67 — коэффициент излучения абсолютно черного тела, Вт/(м^2 · К^4).

Закон Стефана-Больцмана для серых тел принимает вид:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon c_0 [T/100]^4, \qquad (3.7)$$

где $\varepsilon = E/E_0$ - интегральная *степень черноты* серого тела.

<u>*Закон Ламберта*</u> определяет значение плотности потока излучения E_φ в зависимости от его направления. Наибольшая плотность излучения по нормали к поверхности E_n — яркость излучения

$$E_n = E / \pi \qquad (3.8)$$

где E - плотность излучения в полусферическое пространство.

Согласно закону Ламберта, плотность потока излучения абсолютно черного тела в данном направлении (E_φ) пропорциональна плотности потока излучения в направлении нормали к поверхности (E_n) и косинусу угла между ними:

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi. \qquad (3.9)$$

где φ — угол между направлением излучения и нормалью.

Закон Ламберта справедлив для абсолютно черных тел и тел с диффузионным излучением. Тела, излучение которых подчиняется закону Ламберта, называют *диффузионными излучателями*. Многие реальные (серые) тела не подчиняются этому закону.

<u>*Закон Кирхгофа*</u> устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения серых и абсолютно черных тел и, как следствие, связь между степенью черноты Б и поглощательной способностью А серых тел. Согласно этому закону, отношение энергии излучения к энергии поглощения не зависит от природы тел и равно энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре.

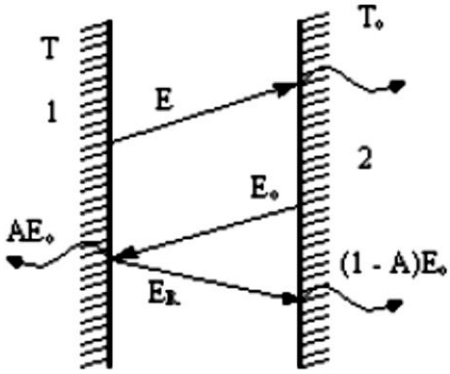


Рисунок 3.3 - Лучистый теплообмен между параллельными бесконечными пластинами

Рассмотрим лучистый теплообмен между параллельно расположенными неограниченными пластинами: серой 1 с температурой T и поглощательной способностью A и абсолютно черной 2 с температурой T_0 (рис. 3.3). Примем $T > T_0$. Плотность теплового потока q, передаваемого серым телом черному, равна:

$$q = E – AE_0 \qquad (3.10)$$

где E — плотность потока излучения серого тела, полностью поглощенная абсолютно черным телом; AE_0 — плотность потока излучения абсолютно черного тела, поглощенная серым телом.

Отраженный от серого тела лучистый поток $E_R = (1 - A)E_0$ полностью поглощается абсолютно черным телом. После выравнивания температур тел ($T = T_0$) передача теплоты прекратится ($q = 0$), откуда:

$$E / A = E_0 \qquad (3.11)$$

Из этого уравнения следует, что *отношение плотности потока излучения серого тела E к его поглощательной способности A одинаково для всех тел и равно плотности потока излучения абсолютно черного тела при той же температуре.*

Так как $E = \sigma_0 \varepsilon T^4$, $E_0 = \sigma_0 T^4$, то $A = E / E_0$, т. е. *поглощательная способность серого тела численно равна степени его черноты*:

$$\varepsilon = A \qquad (3.12)$$

Иными словами, как тело поглощает, так оно и излучает (коэффициент излучения серого тела обычно обозначают c).

Для многих технических поверхностей зависимость степени черноты от температуры достаточно слабая (по сравнению с материалом и состоянием поверхности), поэтому расчет поверхностной плотности интегрального излучения серого тела можно определить по уравнению:

$$E = \varepsilon E_0 = 5{,}67\varepsilon \left(\frac{T}{100}\right)^4 \qquad (3.13)$$

Из закона Кирхгофа следует, что плотность потока излучения всех тел меньше плотности потока излучения абсолютно черного тела при той же температуре (у серого тела $\varepsilon < 1$).

3.3 Теплообмен излучением между телами и в газовых средах

3.3.1 Лучистый теплообмен между твердыми телами

Рассмотрим случай стационарного лучистого теплообмена между двумя поверхностями, расположенными с небольшим зазором (рис. 3.4).

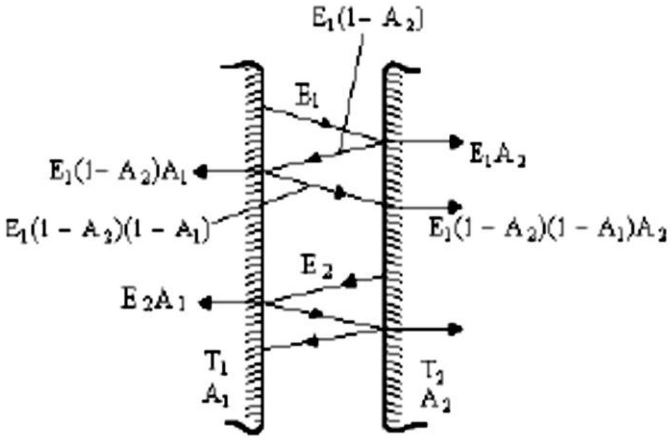


Рисунок 3.4 - Схема лучистого теплообмена

Считаем, что между телами прозрачная среда. Для определенности примем, что $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 и E_2 — энергия собственного излучения первого и второго тел. Ввиду малого расстояния между телами и прозрачности среды практически все излучение каждой из рассматриваемых поверхностей попадет на противоположную. Воспользуемся понятием эффективного излучения $E_{эф}$,:

$$E_{эф} = E + RE_{пад} \qquad (3.14)$$

Для непрозрачного тела $D = 0$ и $R = 1 - A$ выражение (3.14) запишется в виде: $E_{эф} = E + E_{пад}(1 - A)$.

Каждое из рассматриваемых тел имеет эффективное (полное) излучение, соответственно $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$.

Для первого тела $E_{эф2}$ является падающим, а для второго падающим будет $E_{эф1}$.

Поэтому $$E_{эф1} = E_1 + E_{эф2}(1 - A_1) \qquad (3.15а)$$

$$E_{эф2} = E_2 + E_{эф1}(1 - A_2) \qquad (3.15б)$$

Плотность теплового потока от первого тела на второе равна:

$$q = E_{эф1} - E_{эф2} \qquad (3.16)$$

Подставляя в (3.16) значения $E_{эф1}$ и $E_{эф2}$, выраженные из (3.15а) и (3.15б), получаем:

$$q = \frac{A_2E_1 - A_1E_2}{A_1 + A_2 - A_1A_2} \qquad (3.17)$$

Используя уравнения (3.13) и (3.12), заменим в (3.17) E_1 и E_2 соответственно через :

$$E_1 = \varepsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 \quad \text{и} \quad E_2 = \varepsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4$$

получим (здесь $C_0 = 5{,}67$ Вт/(м^2 К^4) коэффициент излучения абсолютно черного тела):

$$q_{1,2} = \frac{A_2\varepsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - A_1\varepsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{A_1 + A_2 - A_1A_2} =$$

$$= \frac{\varepsilon_2\varepsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \varepsilon_1\varepsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1\varepsilon_2} \qquad (3.18)$$

Уравнение можно представить в виде:

$$q_{1,2} = \frac{\varepsilon_2\varepsilon_1 C_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1\varepsilon_2}\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \qquad (3.19)$$

или

$$q_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \, C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (3.20)$$

Величина

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (3.21)$$

называется *приведенной степенью черноты* системы тел. Формула для полного теплового потока запишется в виде:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{\text{пр}} \, C_0 \, F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (3.22)$$

где F - площадь теплообменной поверхности, в нашем случае одинаковая для обоих тел.

3.3.2 Лучистый теплообмен в замкнутом пространстве

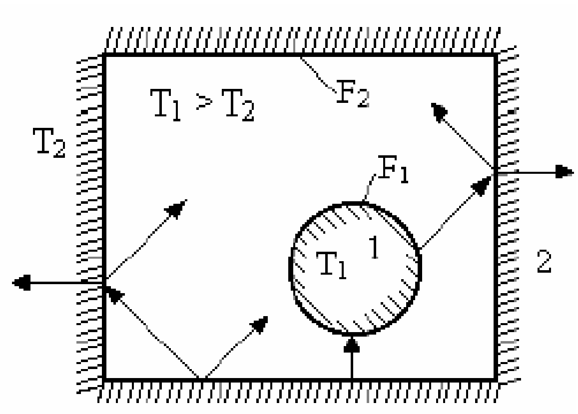


Рисунок 3.5 - Лучистый теплообмен в замкнутом пространстве

Если поверхность F_1 с температурой T_1 полностью охватывается поверхностью F_2 с температурой T_2, то часть потока, передаваемого излучением поверхностью F_2 не попадет на F_2, а излучается на себя же (рис. 3.5). В этих условиях тепловой поток, падающий на F_1, будет меньше, чем в случае двух близко расположенных плоскостей с равными площадями (рис. 3.4).

Тепловой поток, передаваемый излучением от внутреннего тела к внешнему, можно также определить по (3.22), если вместо F подставить поверхность меньшего тела F_t. а степень черноты системы определить по формуле:

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{F_1}{F_2}\left(\dfrac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}$$

В случае теплообмена между произвольными телами каждое из них излучает по всем направлениям и лишь только часть энергии попадает на другое. Остальная энергия рассеивается в пространстве или попадает на другие тела. В этом случае в расчетную формулу (3.22) вводится поправочный коэффициент, называемый *коэффициентом облученности* тела $\partial\backslash{}_{2}$ и учитывающий долю излучения первого тела, воспринимаемую вторым телом.

Таким образом, лучистый теплообмен между двумя произвольно расположенными телами может быть рассчитан по формуле:

$$Q_{1,2} = \varphi_{1,2}\varepsilon_{\text{пр}}\, \mathrm{C}_0\, F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right] \qquad (3.23)$$

Коэффициент облученности также называют угловым *коэффициентом излучения.* Это чисто геометрический фактор, зависящий только от формы, размеров тел и их взаимного расположения. Различают коэффициент облученности первым телом второго $\varphi_{1,2}$ и коэффициент облученности вторым телом первого $\varphi_{2,1}$. При этом $\varphi_{1,2}\ F_1 = \varphi_{2,1}\ F_2$. Коэффициент облученности определяется аналитически или экспериментально. Формулы для расчета угловых коэффициентов для часто встречающихся схем приводятся в теплотехнических справочниках.

В общем случае средний угловой коэффициент облученности ($\varphi_{2,1}$)
в общем случае зависит от геометрических свойств излучаемой системы и ее оптических свойств:

$$\varphi_{1,2} = \frac{\varepsilon_1}{A_1}\frac{A_2}{\varepsilon_2}\frac{F_1}{F_2} \qquad (3.24)$$

Если все излучение одного тела попадает на другое, то $\varphi_{1,2} = 1$.

Применительно к рис. 3.5 $\varphi_{1,2} = 1$, $\varphi_{2,1} = \frac{F_1}{F_2}$.

В приближенных расчетах лучистого теплообмена между двумя произвольно расположенными телами $\varepsilon_{пр}$ (3.21) допустимо рассчитывать по формуле $\varepsilon_{пр} = \varepsilon_1 * \varepsilon_2$. При ε_1 и $\varepsilon_2 > 0{,}8$ ошибка таких расчетов меняется от 0 до 20 % при изменении отношения $\frac{F_1}{F_2}$ от 1 до 0.

3.3.3 Лучистый теплообмен в газовых средах

Газы обладают способностью излучать и поглощать лучистую энергию. Для различных газов эта способность различна. Излучение и поглощение обычных одно- и двухатомных газов, в частности азота (N_2), кислорода (O_2), водорода (H_2), гелия (He) и др., столь незначительны, что в инженерных расчетах эти газы можно рассматривать как абсолютно прозрачные среды. Значительной способностью излучать и поглощать лучистую энергию обладают многоатомные газы, в частности, двуокись углерода (CO_2), водяной пар (H_2O), серный ангидрид (SO_2), аммиак (NH_3) и др. Двухатомный газ — окись углерода (CO) — также имеет заметный уровень излучения. Для теплотехнических расчетов наибольший интерес представляют пары воды и двуокись углерода. Эти газы являются основными составляющими (при номинальном режиме горения, т. е. нет твердых включений) продуктов сгорания при сжигании различных видов топлива.

Твердые тела излучают и поглощают энергию поверхностным слоем, газы — всем объемом, так как молекулы газа находятся на относительно больших расстояниях одна от другой. Газовые объемы не отражают лучей.

Излучение и поглощение газов носит объемный характер и характеризуется линейчатым спектром.

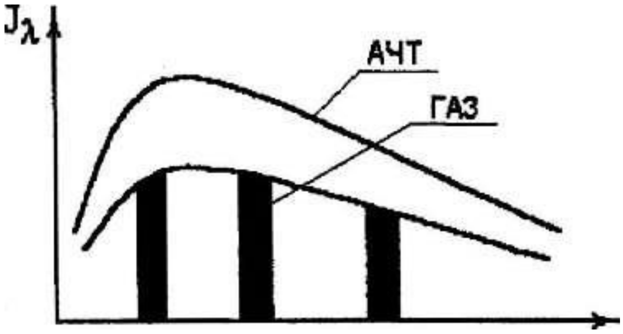


Рисунок 3.6 Спектр излучения газа

Эго означает, что излучение (поглощение) электромагнитных волн происходит лишь в отдельных участках спектра (на определенных длинах волн) и зависит от рода газа (рис.3.6).

Таким образом, излучение и поглощение трех- и многоатомных газов характеризуется свойством *избирательности* (*селективности*).

При полосовых спектрах закон Стефана — Больцмана неприменим и заменяется следующим: $E = C\left(\frac{T_1}{100}\right)^n$. Показатель степени n для двуокиси углерода равен 3,5, а для водяного пара — 3.

Однако для удобства расчетов считают, что излучение газов также следует закону четвертой степени, но тогда вносят в коэффициент *C* поправку на температуру, так как *C = f(T).*

При прохождении излучения (тепловых лучей) через газ их энергия уменьшается, т. е. происходит ослабление лучей. Эго ослабление определяется количеством молекул газа, находящихся на пути лучистого потока, которое пропорционально парциальному давлению поглощающего тепловые лучи газа *p* и средней длине пути луча l. Кроме того, поглощательная способность газа зависит от его температуры Т.

Собственное излучение газового объема рассчитывается по соотношению:

$$E = \varepsilon\, \sigma_0\, T_г^4 \qquad (3.25)$$

где σ_0 = 5.67 $\cdot 10^{-8}$ Вт/(м^2 К^4); $T_г$ — температура газа, К; ε — коэффициент теплового излучения газового объема (степень черноты).

Коэффициент теплового излучения смеси газов (основных продуктов сгорания топлива: углекислого газа и водяных паров), строго говоря, меньше суммы коэффициентов излучения чистых (каждой составляющей) газов. Однако при обычных соотношениях компонентов смеси расчет ε может проводиться по упрощенной методике:

$$\varepsilon = 1 - e^{-10kpl} \qquad (3.26)$$

где $p = p_{H_2O} + p_{CO_2}$ — суммарное парциальное давление водяного пара и углекислого газа, МПа; k — коэффициент ослабления лучей в смеси, определяемый эмпирической формулой:

$$k = 0{,}8\ \frac{1+20P_{H_2O}}{\sqrt{10pl}} \left(1 - 0{,}38\frac{T_г}{1000}\right) \qquad (3.27)$$

Здесь $T_г$ — температура газа, К; l — средняя длина луча (эффективная толщина излучающего слоя газов), м, которая вычисляется по формуле:

$$l = 3{,}6\ \frac{V}{F} \qquad (3.28)$$

где V — объем излучающего слоя газа, м^3; F — площадь поверхности его оболочки (ограждающих поверхностей, где находится газ), м^2.

Эта методика правомерна в следующем диапазоне параметров:

p_{CO_2} , м МПа	p_{H_2O} , м МПа	p_{H_2O} / p_{CO_2}	$T_г$, К
$8 \cdot 10^{-4}$ - 0,16	$4 \cdot 10^{-4}$ - 0,13	0,2 - 2	750 - 1950

4 Теплопередача

4.1 Теплопередача через плоскую стенку

Процесс теплопередачи осуществляется путем передачи теплоты от одной подвижной среды к другой через разделяющую их однородную (или многослойную) твердую стенку. Теплопередача включает в себя теплоотдачу от более горячей среды к стенке, теплопроводность через стенку, теплоотдачу от стенки к более холодной подвижной среде.

Рассмотрим плоскую однородную стенку толщиной δ с коэффициентом теплопроводности λ (рис. 4.1). Зададим температуры окружающей среды t_{f1} и t_{f2}, а также коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2. При этом будем считать, что величины t_{f1}, t_{f2}, α_1, α_2, λ постоянны и не меняются вдоль поверхностей стенки. Для стационарного случая плотность теплового потока во всех трех процессах одинаковая.

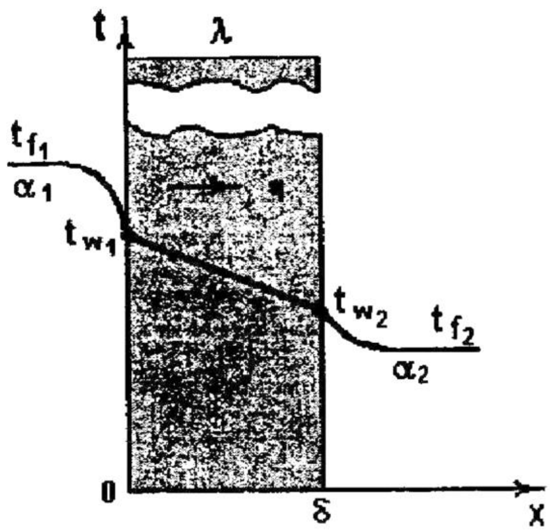


Рисунок 4.1 - Теплопередача через плоскую стенку

Принятые допущения позволяют рассматривать изменение температуры жидкостей (среды) и стенки только в направлении, перпендикулярном плоскости стенки.

Требуется найти тепловой поток от горячей жидкости (среды) к холодной и температуры на поверхностях стенки.

Плотность теплового потока, передаваемая теплоотдачей от горячей среды к стенке, определяется законом Ньютона — Рихмана (2.3):

$$q = \alpha_1(t_{f1} - t_{w1})$$

При стационарном режиме тот же тепловой поток теплопроводностью передается через стенку (1.7):

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \left(t_{w1} - t_{w2} \right)$$

Он же передается от стенки к холодной жидкости за счет теплоотдачи:

$$q = \alpha_2 \left(t_{w2} - t_{f2} \right)$$

Записанные уравнения составляют систему уравнений теплопередачи от одной жидкости другой, через разделяющую их твердую стенку. Сложив почленно эти уравнения, получим:

$$q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) = t_{f1} - t_{f2}$$

Откуда плотность теплового потока

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \qquad (4.1)$$

Обозначим $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ - *коэффициент теплопередачи,* характеризующий интенсивность передачи теплоты от одной жидкости (среды) другой через разделяющую их стенку.

Коэффициент теплопередачи *(k)* численно равен количеству теплоты, которая передается через единицу поверхности в единицу времени при разности температур между жидкостями (средами) в один градус.

Окончательно можно записать:

$$q = k \left(t_{f1} - t_{f2} \right) = \frac{1}{R} \left(t_{f1} - t_{f2} \right) \qquad (4.2)$$

где $R = \frac{1}{k}$ - термическое сопротивление теплопередачи.

Полное термическое сопротивление теплопередачи складывается из термического сопротивления теплоотдачи от горячей среды к стенке $R_1 = \frac{1}{\alpha_1}$; термического сопротивления теплопроводности стенки $R_2 = \frac{\delta}{\lambda}$, термического сопротивления теплоотдачи от стенки к холодной среде $R_2 = \frac{1}{\alpha_2}$.

Ввиду того, что общее термическое сопротивление состоит из отдельных, местных термических сопротивлений, то в случае многослойной стенки необходимо учитывать термическое сопротивление каждого слоя, т. е.

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \cdots \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2}$$

или

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \qquad (4.3)$$

4.2 Теплопередача через цилиндрическую стенку

Аналогично плоской стенке решается задача теплопередачи через цилиндрическую стенку (рис. 4.2). Можно записать линейные плотности теплового потока:

$$Q = \alpha_1\, 2\pi r_1 l\, (t_{f1} - t_{w1})$$

$$Q = \frac{2\pi l\lambda\, (t_{w1} - t_{w2})}{ln\frac{r_2}{r_1}}$$

$$Q = \alpha_2\, 2\pi r_2 l\, (t_{w2} - t_{f2})$$

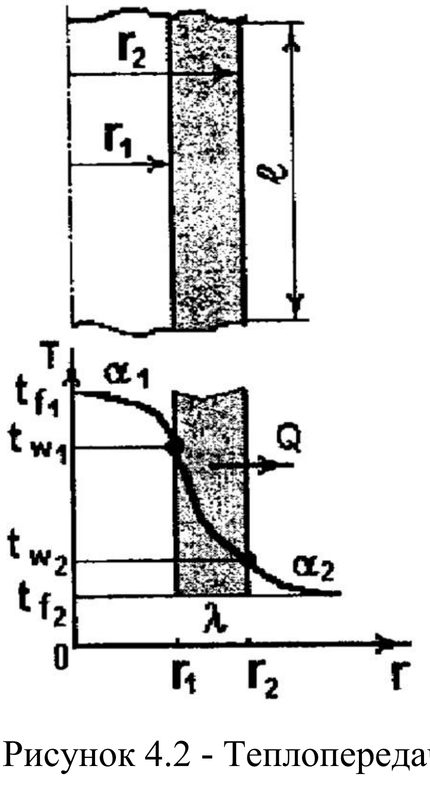


Рисунок 4.2 - Теплопередача через цилиндрическую стенку

Найдем из этих уравнений перепады температур:

$$(t_{f1} - t_{w1}) = \frac{Q}{\alpha_1\, 2\pi r_1 l}$$

$$(t_{w1} - t_{w2}) = \frac{Q \;\; ln\frac{r_2}{r_1}}{2\pi\lambda l}$$

$$\left(t_{w2} - t_{f2}\right) = \frac{Q}{\alpha_2 \, 2\pi r_2 l}$$

После сложения левых и правых частей уравнений получим:

$$t_{f1} - t_{f2} = \frac{Q}{\pi l} \left(\frac{1}{\alpha_1 \, d_1} + \frac{1}{2\lambda} \, ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \, d_2}\right) \qquad (4.4)$$

$$Q = \frac{\pi l \;\; (t_{f1} - t_{f2})}{\left(\frac{1}{\alpha_1 \, d_1} + \frac{1}{2\lambda} \, ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \, d_2}\right)} = k \, \pi l \;\; (t_{f1} - t_{f2}) \qquad (4.5)$$

где $k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1 \, d_1} + \frac{1}{2\lambda} \, ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \, d_2}\right)}$ (4.6)

$R = \frac{1}{k} = \left(\frac{1}{\alpha_1 \, d_1} + \frac{1}{2\lambda} \, ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \, d_2}\right.$ –термическое сопротивление.

Для многослойной цилиндрической стенки будем иметь:

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1 \, d_1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda_i} \, ln\frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_{n+1} \, d_{n+1}}\right)} \qquad (4.7)$$

5. Теплообменные аппараты

5.1 Классификация теплообменных аппаратов

Теплообменный аппарат (теплообменник) — это устройство, в котором теплота передается от горячего теплоносителя холодному (нагреваемому) или наоборот; оно предназначено для нагревания, охлаждения или изменения агрегатного состояния теплоносителя. Теплоносители - газы, пары, жидкости.

По принципу действия теплообменные аппараты (ТОА) разделяются на рекуперативные, регенеративные, смесительные и с внутренними источниками теплоты.

Рекуперативные теплообменные аппараты — это устройства, в которых две текущие среды с различными температурами разделены твердой стенкой. Теплообмен между жидкостями осуществляется посредством конвекции между жидкостью и твердой стенкой, разделяющей их, и теплопроводностью через нее. Если хоть одна из жидкостей — излучающий газ, то за счет излучения между газом и стенкой. Рекуперативные теплообменники, как правило, работают в стационарном режиме. Примером таких аппаратов являются парогенераторы, конденсаторы, подогреватели и др.

В рекуператорах (рис. 5.1) каналы горячего и холодного теплоносителей разделены, передача теплоты происходит через стенку, разделяющую каналы.

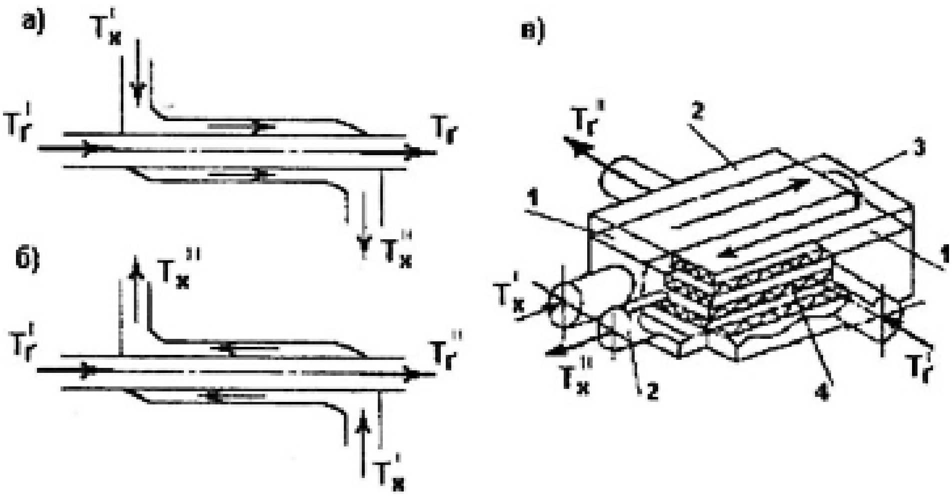


Рисунок 5.1 - Схемы рекуперативных теплообменных аппаратов: а –прямоточный; б – противоточный; в – перекрестноточный.

По направлению движения теплоносителей рекуперативные ТОА подразделяют на прямоточные (рис. 5.1, а), противоточные (рис.5.1, б), перекрестноточные (рис. 5.1, в). Для интенсификации теплопередачи увеличивают количество ходов одного или обоих теплоносителей, вследствие чего возрастает скорость движения теплоносителя и увеличивается коэффициент теплоотдачи. На рис. 5.1, 4 представлена матрица ТОА, в которой горячий теплоноситель имеет один ход, а холодный - два хода.

Матрицы ТОА отличаются также видом теплопередающих поверхностей.

На рис. 5.2 в качестве примера представлена схема пластинчато-ребристой теплопередающей поверхности, а на рис. 5.3 - трубчато-пластинчатого теплообменного аппарата с шахматным расположением трубок.

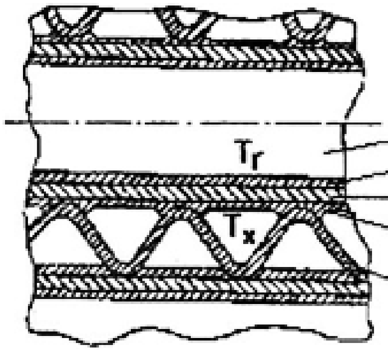


Рисунок 5.2 - Схема пластинчато-ребристой теплопередающей поверхности матрицы ТОА:
1 - ребристая поверхность в канале горячего теплоносителя; 2 - припой; 3 - стенка, разделяющая каналы; 4 - ребристая поверхность в канале холодного теплоносителя.

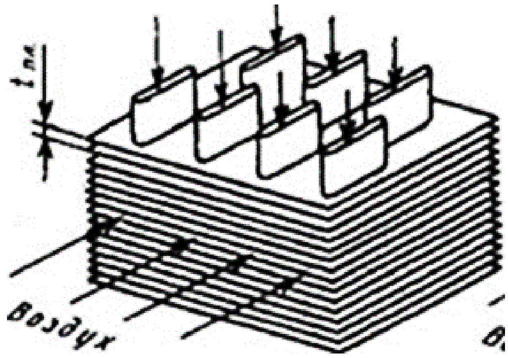


Рисунок 5.3 - Трубчато-пластинчатая решетка с шахматным расположением трубок.

В *регенеративных* теплообменных аппаратах одна и та же поверхность нагрева через определенные промежутки времени омывается то горячей, то холодной жидкостью. Первоначально поверхность регенератора нагревается посредством отбора теплоты от горячей жидкости, а затем поверхность регенератора отдает энергию холодной жидкости. Поочередность прохождения теплоносителей обеспечивается либо поочередной подачей теплоносителей при неподвижной матрице, либо во вращающемся теплообменнике (рис.5.4) при вращении матрицы с частотой n=20…40 мин$^{-1}$ и одновременном протекании горячего и холодного теплоносителей через определенные для них участки ТОА.

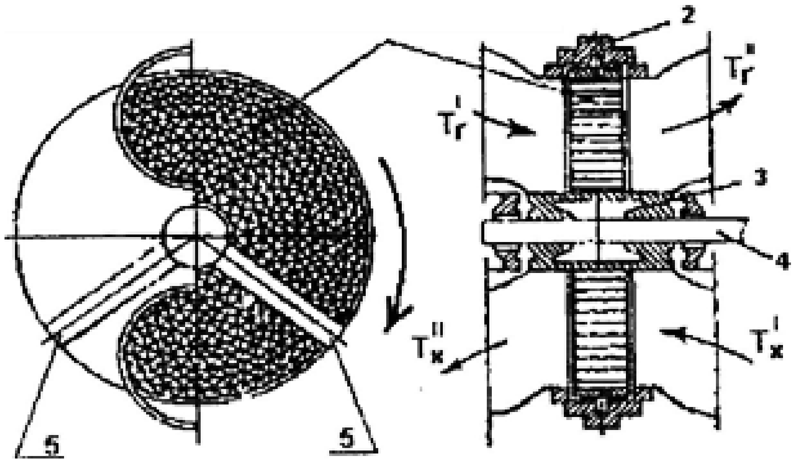


Рисунок 5.4 - Схема вращающегося ТОА:

1 - теплопередающая матрица (насадка); 2 - корпус; 3 - ступица;4 - вал; 5 - разделительные пластины с уплотнением секции горячего и холодного теплоносителей

Таким образом, в регенераторах теплообмен всегда осуществляется в нестационарных условиях (нестационарный режим работы).

Типичным примером регенеративных аппаратов являются воздухоподогреватели мартеновских и доменных печей, воздухоподогреватели (или для получения пара).

В рекуперативных и регенеративных аппаратах процесс передачи теплоты неизбежно связан с поверхностью твердого тела, поэтому их иногда называют поверхностными.

В *смесительных* аппаратах теплопередача (для охлаждения или нагрева теплоносителя) осуществляется при непосредственном контакте (или смешении) холодной и горячей жидкостей. Типичным примером таких теплообменников являются градирни. В градирнях вода охлаждается атмосферным воздухом. Холодный (по сравнению с водой) воздух непосредственно соприкасается с водой и перемешивается с паром, возникающим из-за частичного испарения воды, которая вследствие этого охлаждается (испарительное охлаждение). Охлаждение воды возможно и ниже точки росы. В этом случае температура воздуха должна быть ниже температуры точки росы, а охлаждение осуществляется посредством конвективного теплообмена между каплями воды и воздухом. Другим распространенным примером может служить двигатель, работающий по циклу Дизеля. В этом случае нагрев топлива происходит при его впрыскивании в цилиндр камеры сгорания (температура сжатого воздуха выше температуры воспламенения топлива). Таким образом, в смесительных аппаратах объединяются процессы тепло- и массообмена.

Существуют и другие специфические (специальные) теплообменные аппараты.

Аппараты с промежуточным теплоносителем, например тепловые трубы. Данный теплообменник в какой-то мере является разновидностью рекуперативного теплообменника. Однако разделяющая стенка двух теплообменивающихся жидкостей имеет дополнительный объем, в котором находится промежуточный теплоноситель (жидкость, жидкость со своим паром, порошкообразный). Например, если дополнительный объем герметичен и частично заполнен легко кипящей жидкостью (температура кипения которой находится в рабочем диапазоне температур теплообменника) со своим паром, то такая промежуточная, заполненная полость является тепловой трубой. Теплота в этом случае передается от горячей жидкости холодной следующими процессами: конвекцией от горячей жидкости к стенке; теплопроводностью через стенку; кипением от стенки к промежуточному теплоносителю; движением пара от места его образования к другой стенке, где он конденсируется; теплопроводностью в стенке; конвекцией от стенки холодной жидкости. Промежуточный теплоноситель позволяет легко регулировать количество передаваемой теплоты от одной жидкости к другой. Данное обстоятельство актуально при создании термостатов и в решении некоторых иных задач.

Встречаются случаи, когда промежуточным «теплоносителем» является вакуум. В этом случае теплообмен в полости между поверхностями осуществляется путем излучения. Типичным примером является термос.

Имеются теплообменные аппараты, у которых с одной стороны стенки — жидкость (как правило, требующая охлаждения), а с другой стороны — безвоздушное пространство (вакуум). При этом считается, что окружающее поверхность теплообмена пространство имеет более низкую температуру, чем охлаждаемая поверхность. В этом случае от жидкости к стенке теплота передается конвекцией, через стенку — теплопроводностью, а от стенки в окружающее пространство — излучением. Данный тип теплообменников используется для термостабилизации космических аппаратов (сброса выделяемой в аппарате теплоты).

5.2 Основные положения и уравнения теплового расчета ТОА

Тепловые расчеты теплообменных аппаратов могут быть конструктивными (проектными) и поверочными.

Проектные (*конструктивные*) *тепловые расчеты* выполняются при проектировании новых аппаратов, целью расчета является определение поверхности теплообмена.

При конструктивном расчете теплообменника задаются начальные и конечные параметры теплоносителей, по которым рассчитывается поверхность теплообмена (конструкция и площадь). Этапы выполнения конструктивного расчета:

1. Из балансового уравнения определяют мощность теплового потока, которую должен получить холодный теплоноситель от горячего.
2. По рекомендациям специальной литературы (справочникам) задаются скоростями течения теплоносителей и конструктивными особенностями

теплообменника.

3. Рассчитывают коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи.
4. Вычисляют средний температурный напор между теплоносителями.
5. Из уравнения теплопередачи определяют площадь идеального теплообменника.
6. Задаются значением коэффициента использования поверхности теплообменника (обычно 0,75—0,9) и рассчитывают площадь реально теплообменника.
7. По известной площади рассчитывают длину трубок (каналов, пластин и т. п.) теплообменника.

Поверочные тепловые расчеты выполняются в случае, если имеется поверхность нагрева теплообменного аппарата (конструкция и площадь поверхности теплообмена), кроме того, заданы начальные параметры теплоносителей и требуется определить количество переданной теплоты и конечные температуры рабочих жидкостей. Иными словами, требуется определить, подходит данный теплообменник для решаемой задачи или нет.

Тепловой расчет теплообменных аппаратов сводится к совместному решению уравнений *теплового баланса и теплопередачи*. Эти два уравнения лежат в основе любого теплового расчета теплообменников. Фактически уравнение теплового баланса является модификацией первого закона термодинамики применительно к потокам теплоносителей. Оно устанавливает количественное равенство между отданной теплотой одной жидкостью и воспринятой другой (без учета потерь), не вдаваясь в механизм процесса передачи этой теплоты. Уравнение теплопередачи также определяет количество передаваемой теплоты от одной жидкости другой с учетом всех термических сопротивлений процесса, т. е. учитывает механизм передачи теплоты. Для рекуперативного теплообменника, по существу, это решение уравнения теплопроводности через стенку при граничных условиях III рода.

Вид уравнения теплового баланса и теплопередачи зависит от рассматриваемого теплообменника (рекуперативный, регенеративный или смесительный).

Рассмотрим уравнения для рекуперативного теплообменника, работающего в стационарном режиме.

5.2.1 Уравнения теплового расчета для рекуперативного теплообменника

Изменение энтальпии теплоносителя вследствие теплообмена определяется соотношением:

$$dQ = G\,dh\,, \qquad (5.1)$$

где G — расход массы теплоносителя, кг/с; h — удельная энтальпия, Дж/кг; dQ — изменение общего теплового потока (скорость изменения энтальпии потока теплоносителя) измеряется в Дж/с или Вт.

Если теплота первичного (горячего) теплоносителя воспринимается вторичным (холодным), то уравнение теплового баланса без учета потерь теплоты для конечного изменения энтальпии можно записать:

$$Q = G_1\left(h_1' - h_1''\right) = G_2\left(h_2'' - h_2'\right) \qquad (5.2)$$

Здесь и в дальнейшем индекс «1» означает, что данная величина отнесена к горячей жидкости, а индекс «2» — к холодной. Обозначение (') и ('') соответствует данной величине на входе и выходе в теплообменник.

Полагая, что c_p = const и dh = $c_p$dt, предыдущие уравнения (5.1) и (5.2) можно записать:

$$Q = G_1 c_{p1}\left(t_1' - t_1''\right) = G_2 c_{p2}\left(t_2'' - t_2'\right) \qquad (5.2a)$$

В практических расчетах (в связи с температурной зависимостью c_p) в уравнение (5.2а) подставляется среднее значение изобарной теплоемкости c_p в интервале температур от t' до t''.

В тепловых расчетах часто пользуются понятием *полной теплоемкости массового расхода* теплоносителя в единицу времени (Вт/К), определяемой выражением:

$$C = G\,c_p \tag{5.3}$$

Величину C также называют *водяным эквивалентом*.

Из уравнения (5.2а) с учетом (5.3) следует:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{G_1 c_{p1}}{G_2 c_{p2}} = \frac{(t_2'' - t_2')}{(t_1' - t_1'')} = \frac{\delta\, t_2}{\delta\, t_1} \tag{5.4}$$

Уравнения теплового баланса (5.2а) и (5.4) используются при тепловом расчете теплообменных аппаратов.

Уравнение теплопередачи служит чаще всего для определения площади поверхности теплообмена и в соответствии с (2.2) записывается:

$$Q = k\,(t_1 - t_2)\,F \tag{5.5}$$

где к — коэффициент теплопередачи, Вт/(м2К); t_1 и t_2 соответственно температуры греющего и нагреваемого теплоносителей; F — величина поверхности теплопередачи, м2; Q — общий тепловой поток, Вт.

Уравнение (5.4) справедливо, когда t_1 и t_2 остаются постоянными по всей поверхности теплообмена. В общем случае t_1 и t_2 изменяются по поверхности и, следовательно, изменяется температурный напор $\Delta t = t_1 - t_2$ и, как следствие, коэффициент теплопередачи. Величины Δt и k можно принять только в пределах элементарной площадки поверхности теплообмена dF . Поэтому уравнение теплопередачи (5.5) справедливо лишь в дифференциальной форме для элемента поверхности теплообмена:

$$dQ = k\,\Delta t\,dF \tag{5.6}$$

или в интегральной форме

$$Q = \int_0^F k\,\Delta t\,dF \tag{5.7}$$

Коэффициент теплопередачи k в большинстве задач изменяется незначительно и его можно принять постоянным. Для случаев, когда коэффициент теплопередачи существенно изменяется на отдельных участках поверхности теплообмена, его усредняют:

$$\bar{k} = \frac{F_1 k_1 + F_2 k_2 + \cdots + F_n k_n}{\sum_{i=1}^{i=n} F_i} \qquad (5.8)$$

Приняв постоянное значение коэффициента теплопередачи по всей поверхности теплообмена и, умножив и разделив уравнение на F , получим

$$Q = \bar{k} \left(\frac{1}{F} \int_0^F \Delta\text{t}\, \text{dF} \right) F = \bar{k}\, \bar{\Delta}\text{t}\, F \qquad (5.9)$$

где Δt — средний температурный напор между теплоносителями.

Полученное *уравнение теплопередачи* (5.9) используется при тепловом расчете теплообменных аппаратов.

5.2.2 Изменение температуры и температурного напора при различных схемах движения теплоносителей

Характер изменения температур теплоносителей вдоль поверхности может быть различным. В частности, температура может меняться: монотонно; ступенчато; сочетание: сначала монотонно, а затем практически не меняется; оставаться практически неизменной. Характер изменения зависит от процессов подогрева (охлаждения) теплоносителя: вынужденная конвекция; кипение; конденсация.

При рассмотрении теплообменных аппаратов с непрерывно изменяющейся температурой теплоносителей следует различать аппараты: прямоточного тока (чаще говорят прямоточные); противоточные; перекрестного тока; со сложным направлением движения теплоносителей (смешанного тока).

Характер изменения температур теплоносителей вдоль поверхности (без изменения фазового состояния) будет определяться схемой движения (рис. 5.5) и соотношением теплоемкостей массовых расходов теплоносителей (водяных эквивалентов) C_1 и C_2.

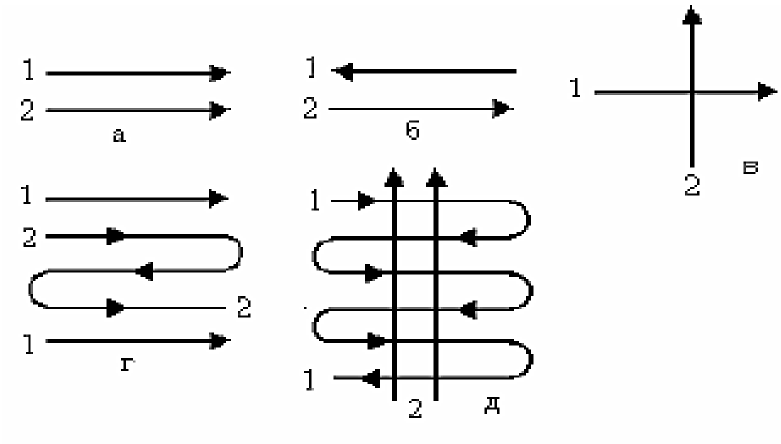


Рисунок 5.5 - Схемы движения теплоносителей в теплообменниках:
а -прямоточная; б-противоточная; в -поперечный ток; г- одновременно прямоток и противоток; д- многократно перекрестный ток.

В зависимости от схемы движения однофазного теплоносителя получаются четыре пары кривых изменения температуры вдоль поверхности теплообмена (рис. 5.6 а—г).

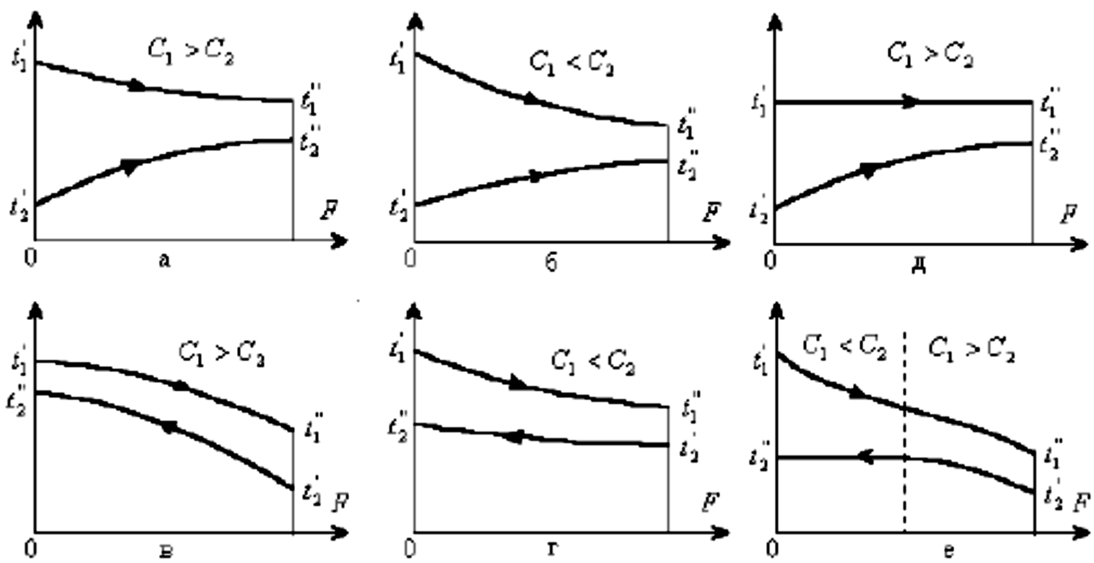


Рисунок 5.6 - Характер изменения температуры теплоносителей при прямотоке и противотоке

На графиках (рис. 5.6) по оси абсцисс отложена площадь поверхности теплообмена, вдоль которой протекает жидкость F. а по оси ординат — температура теплоносителей. На рис. 5.6а—г показано, что большее изменение температуры будет у теплоносителя с меньшей теплоемкостью массового расхода.

На рис. 5.6д показано изменение температуры теплоносителей, когда греющим является насыщенный пар, а нагреваемой — однофазная жидкость. При этом, $C_1 = \infty$. На рис. 5.6е представлено изменение температуры теплоносителей, когда холодная жидкость нагревается до температуры насыщения, после чего она кипит, сохраняя свою температуру неизменной (равной температуре насыщения при данном давлении). При этом в процессе нагрева холодной жидкости локальное соотношение между водяными эквивалентами теплоносителей может меняться, так как в процессе кипения $C_2 = \infty$, а в области вынужденной конвекции C_2 имеет конечное значение.

5.3 Определение среднего температурного напора

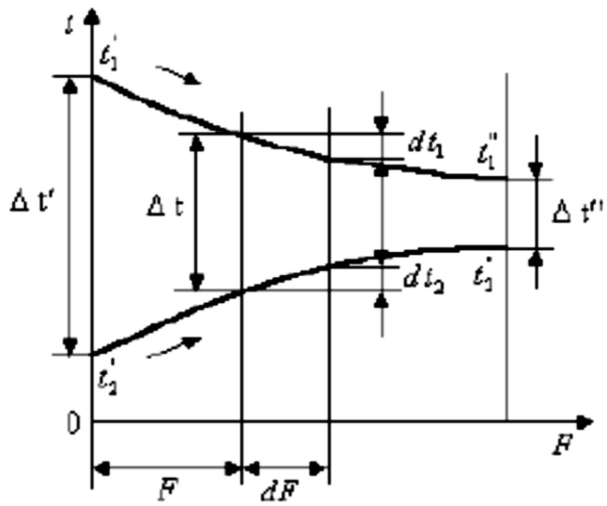


Рисунок 5.7 - Изменение разности температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена

Для определения тепловой производительности теплообменника необходимо знать закон изменения разности температур между горячим и холодным теплоносителями, которые зависят от ряда параметров (рис. 5.6). Аналитическим путем эти изменения температур рабочих жидкостей можно получить для простейших случаев. В качестве примера рассмотрим теплообменный аппарат, работающий по схеме прямотока (рис. 5.5а).

Схема изменения температур теплоносителей данного теплообменника представлена на рис. 5.7.

Для элемента поверхности теплообмена dF уравнение теплопередачи (5.5) можно записать:

$$dQ = k\,(t_1 - t_2)\,dF = k\,\Delta t\,dF \qquad (5.10)$$

При этом температура первичного (греющего) теплоносителя понизится на dt_1, а вторичного (нагреваемого) повысится на dt_2.

Следовательно,

$$dQ = -\,C_1\,dt_1 = C_2\,dt_2 \qquad (5.11)$$

Откуда

$$dt_1 = -\frac{dQ}{C_1} \qquad dt_2 = \frac{dQ}{C_2}$$

Изменение температурного напора при этом

$$d(t_1 - t_2) = dt_1 - dt_2 = -\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) dQ = -m\,dQ \qquad (5.12)$$

где $m = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$

Подставив в уравнение (5.12) значение dQ из уравнения теплопередачи (5.8), найдем:

$$d(t_1 - t_2) = -\,m\,k\,(t_1 - t_2)\,dF \qquad (5.13)$$

Обозначив $d(t_1 - t_2) = \Delta t$ (называется *температурным напором* между теплоносителями в данном сечении), уравнение (5.12) можно записать

$$\frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = -m\,k\,dF \qquad (5.14)$$

Принимая m и k постоянными, после интегрирования уравнения (5.14) от $\Delta t'$ до Δt и от 0 до F, получим:

$$\ln\frac{\Delta t}{\Delta t'} = -m\,k\,F \qquad (5.15)$$

или

$$\Delta t = \Delta t'\,e^{-mkF} \qquad (5.16)$$

Из уравнения (5.15) следует, что вдоль поверхности теплообмена температурный напор изменяется по экспоненциальному закону. Следовательно, в аппаратах прямого тока (рис. 5.5а) перепад температур между теплоносителями (температурный напор) вдоль поверхности теплообмена непрерывно убывает (рис. 5.6 а, б).

Для определения средней разности температур теплоносителей (температурного напора) на участке поверхности F воспользуемся соотношением:

$$\overline{\Delta t} = \frac{1}{F}\int_0^F \Delta t \, dF \qquad (5.17)$$

где Δt — местное значение температурного напора ($t_1 - t_2$), относится к элементу поверхности теплообмена и определяется уравнением (5.16).

Подставив в уравнение (5.15) значение Δt из уравнения (5.16), получим:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t'}{F}\int_0^F e^{-mkF} \, dF = \frac{\Delta t'}{-mkF}\left(e^{-mkF} - 1\right) \qquad (5.18)$$

Используя формулу (5.15) получим

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t'}{\ln\frac{\Delta t}{\Delta t'}}\left(\frac{\Delta t}{\Delta t'} - 1\right) = \frac{\Delta t - \Delta t'}{\ln\frac{\Delta t}{\Delta t'}}$$

Если усреднение температурного напора проводится по всей поверхности теплообмена, то $\Delta t = \Delta t''$ и формула примет вид:

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t'' - \Delta t'}{\ln\frac{\Delta t''}{\Delta t'}} \qquad (5.19)$$

Полученная формула определяет *среднелогарифмический температурный напор.* Выражение (5.19) справедливо, как для прямоточного, так и для противоточного ТОА, но численные значения $\overline{\Delta t}$ в противоточном ТОА больше, чем в прямоточном.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

Основные понятия и определения способов передачи теплоты

1 Теплообмен. Температурное поле. Цели и задачи теплообмена.

2 Виды теплообмена.

3 Теплопроводность.

4 Температурное поле.

5 Изотермическая поверхность, изотерма; их свойства.

6 Градиент температуры. Плотность теплового потока, тепловой поток.

7 Гипотеза Фурье. Основной закон теплопроводности.

8 Коэффициент теплопроводности.

9 Плотность теплового потока.

10 Дифференциальное уравнение теплопроводности.

11 Коэффициент температуропроводности.

12 Условия однозначности.

13 Закон Ньютона — Рихмана.

14 Коэффициент теплоотдачи.

15 Теплопроводность через плоскую стенку.

16 Теплопроводность многослойной стенки.

17 Теплопроводность через цилиндрическую стенку .

18 Коэффициент теплопередачи; термическое сопротивление теплопередачи.

Основные понятия и определения конвективного теблообмена.

1. Плотность конвективного теплового потока, конвективная теплоотдача, теплоотдающая поверхность.
2. Массовые и поверхностные силы.
3. Свободная и вынужденная конвекция.
4. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена.
5. Уравнения Навье — Стокса.

6. Уравнение сплошности (неразрывности).
7. Условия однозначности конвективного теплообмена.
8. Числа подобия.
9. В чем отличия числа Нуссельта и числа Био?
10. Уравнения подобия; определяемые и определяющие безразмерные переменные; критерии подобия.
11. Условия подобия физических процессов.
12. Метод размерностей.
13. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости.
14. Теплообмен при продольном обтекании пластины.
15. Особенности движения жидкости в трубе.

Лучистый теплообмен

1. Тепловое излучение.
2. Поверхностная плотность потока интегрального излучения.
3. Коэффициенты: отражения; поглощения; пропускания.
4. Абсолютно черное тело; абсолютно прозрачное; абсолютно белое; серое тело.
5. Эффективное излучение.
6. Спектральная плотность потока излучения.
7. Закон Планка и Вина.
8. Закон Стефана — Больцмана; степень черноты.
9. Закон Кирхгофа.
10. Закон Ламберта; яркость излучения; диффузионные излучатели.
11. Лучистый теплообмен между твердыми телами.
12. Приведенная степень черноты; коэффициент облученности тела.
13. Лучистый теплообмен, когда одна поверхность полностью охватывает другую.

14. Лучистый теплообмен в газовых средах.
15. Методы определения коэффициента излучения твердых тел.
16. Сложный теплообмен.

Основы расчета теплообменных аппаратов

1. Теплообменники; их классификация.
2. Основные положения теплового расчета теплообменников (конструктивный и поверочный расчеты).
3. Особенности уравнения теплового баланса и теплопередачи.
4. Уравнение теплового баланса.
5. Тепловая производительность; водяной эквивалент.
6. Уравнение теплопередачи.
7. Схемы движения теплоносителей в теплообменниках.
8. Законы изменения температуры теплоносителей в теплообменниках.
9. Средняя разность температур и методы ее вычисления; температурный напор.
10. Средне логарифмический и среднеарифметический температурные напоры.
11. Расчет конечных температур рабочих жидкостей.

Приложение

Таблица П1

Степень черноты для различных материалов

Металл	*Температура, °C*	*ε*
АЛЮМИНИЙ		
Анодированный	100	0,55
Необработанная поверхность (шероховатый)	20—50	0,06—0,07
Окисленный	50—500	0,2—0,3
Полированный	50—100	0,04—0,06
Алюминиевый лак по шероховатой поверхности	20	0,4
Алюминиевая окраска	50	0,5
Алюминиевая бронза	20	0,6
БРОНЗА	50—150	0,55
Необработанная	50	0,80
Полированная	—	0,10
Порошкообразная	200	0,05
ВОЛЬФРАМ	200	0,05
	600—1000	0,1—0,16
	1500—2200	0,24—0,31
	3300	0,39
ЖЕЛЕЗО		
Заржавленное	20	0,61—0,85
Необработанное (мильбарс)	20	0,24
Окисленное	100	0,74
Листовое оцинкованное, блестящее	30	0,23—0,25
Листовое оцинкованное, окисленное	20	0,28
Полированное	425—1020	0,14—0,38
Жесть белая старая	20	0,28
Электролитически полированное	200	0,06
ЗОЛОТО ПОЛИРОВАННОЕ	100—600	0,02—0,03
ЛАТУНЬ		
Окисленная	200—600	0,6
Полированная	100	0,03
Матовая, тусклая	20—350	0,22
Листовая, прокатанная	20	0,06
Листовая, обработанная наждаком	20	0,2
Окисленная при 600 °C	200—600	0,59—0,61
МАГНИЙ		
Полированный	20	0,07
Порошкообразный		0,86
МЕДЬ		
Во время плавления	1100—1300	0,13—0,15
Окисленная	50	0,7
Полированная	50—100	0,02—0,03
НИКЕЛЬ		
Окисленный	200—600	0,37—0,48

Полированный	20	0,05
Нанесенный на чугунную поверхность	50	0,05
НИХРОМОВАЯ проволока, чистая	50	0,65
НИХРОМОВАЯ проволока, окисленная	50—500	0,95—0,98
ОЛОВО		
Двуокись	—	0,4
Полированное	20—50	0,04—0,06
РТУТЬ	0—100	0,09—0,12
СВИНЕЦ		
Блестящий	250	0,08
Серый окисленный	20	0,28
СЕРЕБРО ПОЛИРОВАННОЕ	200—600	0,02—0,03
СВИНЕЦ	250	0,08
Серый, окисленный	20	0,28
Окисленный	200	0,63
СТАЛЬ		
Заржавленная	20	0,69
Листовая, шлифованная	950—1100	0,55—0,61
Листовой прокат	50	0,56
С шероховатой плоской поверхностью	50	0,95—0,98
Листовая с блестящим слоем окиси	20	0,82
Ржавая, красная	20	0,69
Легированная (8 % Ni — 18 % Cr)	500	0,35
Мягкая (во время плавления)	600—1800	0,38
Нержавеющая	20—700	0,16—0,45
Оксидированная (окисленная)	200—600	0,80
Сильно окисленная	50	0,88
Оцинкованная	20	0,28
Никелированная, матовая	20	0,11
Полированная	100	0,07
Стальное литье, полированное	750—1050	0,52—0,56
ХРОМ	50	0,10
Полированный	500—1000	0,28—0,38
ЦИНК		
Окисленный	400	0,11
Окись цинка	1000—1200	0,5—0,6
Полированный	200—300	0,04—0,05
Порошкообразный	200—300	0,82
Цинковая фольга	50	0,20
ЧУГУН		
Жидкий	1300	0,28
Литой	50	0,81
Полированный	200	0,21
Обточенный	800—1000	0,6—0,7
Окисленный при 600 °С	200—600	0,64—0,78
АСБЕСТОВЫЙ картон	20	0,96
Асбестовая бумага	40—400	0,93—94
Асбошифер	20	0,96

БЕТОН	20	0,92
БУМАГА		
Белая	20	0,7—0,9
Желтая	20	0,72
Зеленая	20	0,85
Красная	20	0,76
Матовая	20	0,93
Темно-синяя	20	0,84
Черная	20	0,9
ВОДА		
Гладкий лед	-10	0,95
Дистиллированная	20	0,96
Иней	-10	0,98
Снег	-10	0,85
ГИПС	20	0,8—0,91
ГУДРОН		0,79—0,84
ДЕРЕВО		
Брус		0,5—0,7
Доска	20	0,8—0,9
Древесный уголь		0,96
ДУБЛЕНАЯ КОЖА		0,75—0,80
ИЗВЕСТЬ		0,3—0,4
КИРПИЧ		
Огнеупорный, слабо излучающий	500—1000	0,65—0,75
Огнеупорный, сильно излучающий	500—1000	0,8—0,9
Огнеупорный, динасовый	1000	0,66
Динасовый, неглазурованный, шероховатый	1000	0,8
Динасовый, глазурованный, шероховатый	1100	0,85
	20	0,85
Шамотный	1000	0,75
	1200	0,59
Огнеупорный, корундовый	1000	0,46
Огнеупорный, магнезитовый	1000—1300	0,38
Красный, шероховатый	20	0,88—0,93
Кирпичная кладка оштукатуренная	20	0,94
КРЕМНЕЗЕМ (ПОРОШКООБРАЗНЫЙ)		0,48
ЛАК		
Черный матовый	40—100	0,96—0,98
Черный блестящий, распыленный на железе	20	0,87
Белый	40—100	0,8—0,95
МАСЛЯНЫЕ КРАСКИ		
Матовая черная		0,98
Различных цветов	100	0,92—0,96
МАСЛО СМАЗОЧНОЕ	20	0,82
МРАМОР серый полированный	20	0,93
ПЕСОК	20	0,6—0,9

ПОЧВА влажная	20	0,95
ПОЧВА сухая	20	0,90
РЕЗИНА твердая	20	0,95
РЕЗИНА мягкая серая, шероховатая	20	0,86
САЖА ламповая	20—400	0,95
САЖА с жидким стеклом	20—200	0,96
САЖА, нанесенная на твердую поверхность	50—1000	0,96
САЖА, свежая копоть	95—270	0,952
СНЕЕ		0,96
СТЕКЛО	20—100	0,94—0,91
	250—1000	0,87—0,72
	1100—1500	0,7—0,67
СТЕКЛО гладкое	22	0,937
ТАЛЬК порошкообразный		0,24
ТОЛЬ	20	0,91—0,93
УГЛЕЛЕРОД		
Ерафит	20	0,98
Нить	1000—1400	0,53
Черная сажа	20—400	0,95—0,97
Уголь	100—600	0,81—0,79
ФАРФОР стекловидный	20	0,92
ФАРФОР белый блестящий		0,7—0,75
ЦЕМЕНТ		0,54
ЧЕЛОВЕЧЕСКАЯ КОЖА	32	0,98
ЧЕРНАЯ ОДЕЖДА	20	0,98
ШЕЛЛАК черный, блестящий на железе	20	0,82
ШЕЛЛАК черно-матовый	75—150	0,91
ШЛАКИ КОТЕЛЬНЫЕ	0—100	0,97—0,93
	200—500	0,89—0,78
	600—1200	0,76—0,70
	1400—1800	0,69—0,67
ШТУКАТУРКА шероховатая, известковая	10—88	0,91
ЭБОНИТ		0,89
ЭМАЛЬ БЕЛАЯ	20	0,90

Таблица П2

Плотность ρ, коэффициент теплопроводности λ и теплоемкость c_p строительных, теплоизоляционных и других материалов

Материалы	*t, °C*	*ρ, кг/м³*	*λ, Вт/(м С)*	c_p *кДж/(кг С)*
Асбест распущенный, 3-й сорт	—	340	$0,087+0,24\ 10^{-3}t$	0,816
Асбестовый картон	—	900	$0,16—0,17\ 10^{-3}t$	0,816
Асбестовый шнур	—	800	$0,13—0,15\ 10^{-3}t$	0,816
Асбошифер с асбестом > 50 %	20	1800	0,17—0,35	—
Асбошифер с 10—50 % асбеста	20	1800	0,64—0,52	—
Асфальт	0—30	2120	0,60—0,74	1,67
Бетон с щебнем	0	2000	1,28	0,84
Бетон сухой с щебнем	0	1600	0,84	—
Шлакобетон	0	1500	0,70	0,80
Бумага обыкновенная	20	—	0,14	1,51
Вата хлопчатобумажная	20	80	0,042	—
Вата шлаковая (сорт 0)	750	200	$0,06\text{-}0,145\ 10^{-3}t$	
Вермикулитовые плиты	700	380	$0,081\text{-}0,15\ 10^{-3}t$	
Войлок строительный	190	300	0,05	
Гипс сухой	20	1250	0,43	0,85
Глина	20	2000	0,90	0,84
Глина огнеупорная	450	1845	1,04	1,09
Гравий	20	1840	0,36	—
Гравий шунгизитовый		600	0,13	0,84
Грунт растительный под		1800	1,16	0,84
Дерево сосна поперек волокон	0	546	0,14	2,72
Дерево сосна вдоль волокон	20	546	0,35	2,72
Железобетон набивной	0	2200	1,55	0,84
Засыпка из сухого песка		1600	0,58	0,84
Изоллат (от -100 до +500 °С)			0,007	
Картон	—	20	0,14—0,35	1,51
Кирпич красный	0	1800	0,77	0,88
Кирпич шамотный	1400	1850	$0,84\text{-}0,6\ 10^{-3}t$	
Кладка из глиняного кирпича		1800	0,81	0,88
Кладка из красного кирпича	0	1700	0,81	0,84
Кладка из силикатного кирпича	0	1900	0,87	0,84
Кладка бутовая средней	0	2000	1,28	0,88
Лед	0	917	2,2	2,26
Лед	-100	928	3,5	1,17
Мел	50	2000	0,9	0,88

Минеральный войлок	—	250	0,058	
Минеральная вата, со = 5 %		100	0,07	0,84
Минеральная стеклянная вата	500	200	0,047-0,87 t	
Мрамор	0	2800	3,5	0,92
Парок (PAROC)		30	0,0365	
Пенобетонные блоки	300	500	0,122	
Пеноплекс, со= 2 %		40	0,029	1,47
Пенополистирол		150	0,05	1,34
Пенополистирол		100	0,041	1,34
Пенополистирол		40	0,038 (0,05)	1,34
Пенополистиролбетон		200	0,066	
Пенополистиролбетон		300	0,076	
Пенополистиролбетон		400	0,130	
Пенополистиролбетон		450	0,140	
Пенопласт		125	0,052	1,26
Пеноплекс			0,032	
Песок речной мелкий (сухой)	0—160	1520	0,30—0,38	0,80
Песок речной мелкий (влажный)	20	1650	1,13	2,09
Плиты гипсовые		700	0,23	1,04
Плиты древесноволокнистые		1000	0,29	2,1
Плиты древесноволокнистые		400	0,14	2,1
Пробковые плиты	80	150	0,044	1,76
Снег свежевыпавший	—	200	0,10	2,09
Снег уплотненный	—	400	0,46	2,09
Стекло обыкновенное	20	2500	0,74	0,67
Стекло термостойкое	20	2590	0,96	—
Стекло кварцевое	800	—	2,40	—
Фанера клееная	0	600	0,15	2,51
Штукатурка известковая	0	1600	0,72	0,84
Штукатурка цементно-песчаная	0	1800	1,2	0,84
Фанера клееная	0	600	0,15	2,51
Фарфор	95	2400	1,04	1,09

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Теплотехника: Учебник для вузов / В. Н. Луканин, М. Г.Шатров, Г. М. Камфер и др.; Под ред. В. Н. Луканина. – М.: Высшая школа, 2003. – 671 с.

2 Иванов И. Е., Ерещенко В. Е. Теплотехника: Конспект лекций – МАДИ (ГТУ), 2003. – 111 с.

3 Техническая термодинамика и теплотехника: Учебное пособие для вузов / Л. Т. Бахшиева, Б. П. Кодауров, А. А. Захарова, В. С. Салтыкова; под ред. А. А. Захаровой. – 2-е изд., испр. – М.: Академия», 2008. – 272с.

4. Савин И. К. Теоретические основы теплотехники (Краткий курс). Ч. II. Теплопередача : Учебное пособие / И. К. Савин. – Петрозаводск: ПетрГУ, 2008. – 172 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Еремин Владимир Иванович,

ст. науч. сотр., канд. техн. наук

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

(Краткий курс)

Часть II. Теплопередача

Учебное пособие

Подписано в печать 16.01.2020г. Формат 210 x 297
Печать цифровая Усл. печ. л. 4,8
Тираж 30 экз. Заказ № 8 Цена договорная

140170 Московская область, г.Бронницы, ул. Красная, д.85