

Когда физические тела одной системы находятся при разной температуре, то происходит передача тепловой энергии, или теплопередача от одного тела к другому до наступления термодинамического равновесия.

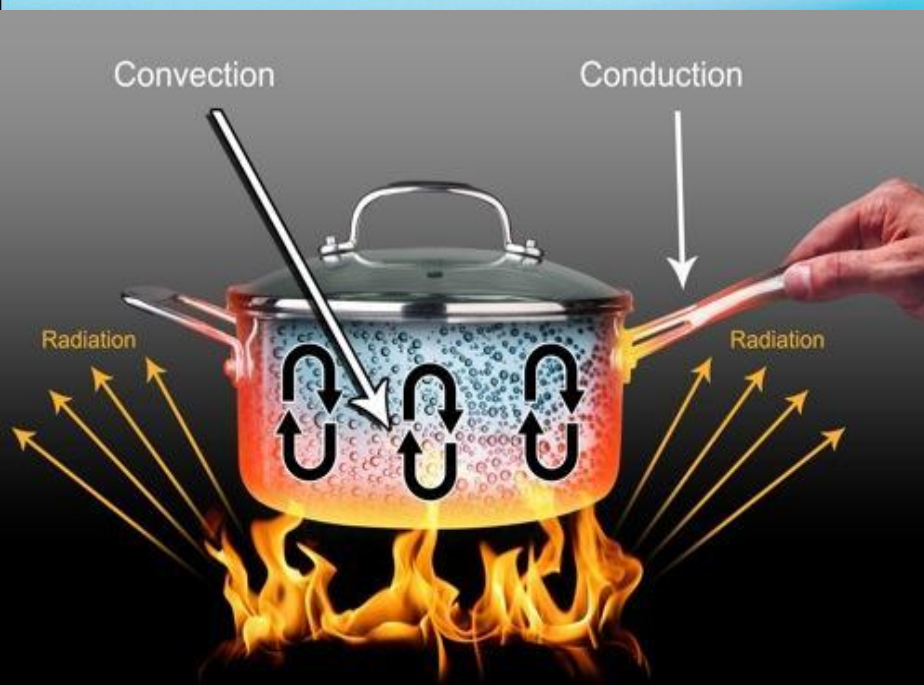
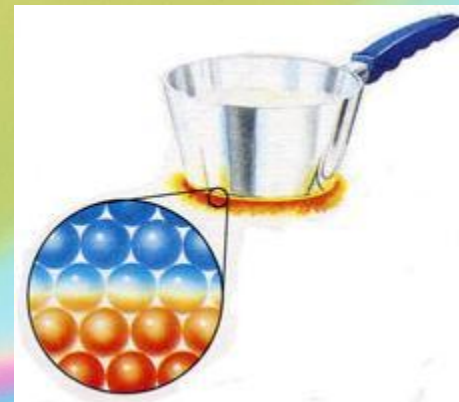
Теплопередача — физический процесс передачи тепловой энергии от более горячего тела к более холодному либо непосредственно (при контакте), либо через разделяющую тела или среды перегородку из какого-либо материала.

Самопроизвольная передача тепла всегда происходит от более горячего тела к более холодному, что является следствием второго закона термодинамики

Существует три простых (элементарных) вида передачи тепла:

Теплопроводность - передача теплоты при контакте между телами и частицами тела. Теплопроводностью тепло передается по твердым телам, в жидкостях и газах.

Конвекция - перемещение массы жидкости или газа из среды с одной температурой в среду с другой температурой. Если движение вызвано разностью плотностей нагретых и холодных частиц - это *естественная конвекция*, если разностью давлений - *вынужденная конвекция*. Конвекцией теплота передается в жидкостях и газах.



Тепловое излучение - процесс распространения теплоты от излучающего тела с помощью электромагнитных волн. Он обусловлен температурой и оптическими свойствами излучающего тела.

Передача теплоты одновременно двумя или тремя способами называется *сложным теплообменом*.

Основные виды сложного теплообмена:

- **теплоотдача** (конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твёрдого тела);
- **теплопередача** (передача теплоты от одной среды к другой через разделяющую их стенку);
- **конвективный теплообмен** (совместный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью);
- **конвективно-лучистый перенос тепла** (совместный перенос тепла излучением и конвекцией).

Температурное поле тела или системы тел – это совокупность мгновенных значений температур во всех точках рассматриваемого пространства. В общем случае уравнение температурного поля

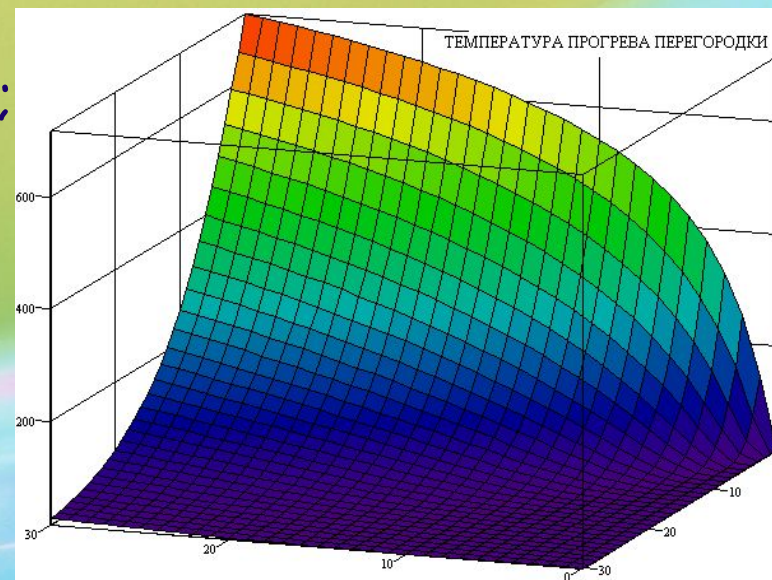
имеет вид $t = f(x, y, z, \tau)$,

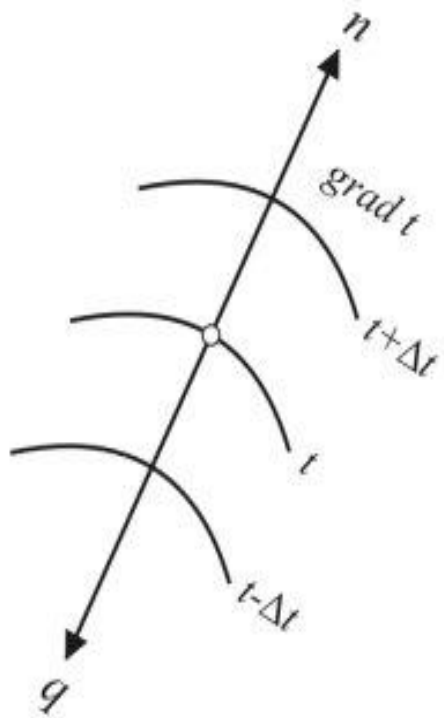
где t – температура; x, y, z , – координаты;
 τ – время.

Такое температурное поле называется **нестационарным**. Если температура с течением времени не изменяется, то температурное поле называется **стационарным**. Тогда

$$t = f(x, y, z), \quad \frac{dt}{d\tau} = 0$$

Температура может быть функцией одной, двух и трех координат; соответственно температурное поле будет **одно-, двух- и трехмерным**. Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля: $t = f(x)$.





Поверхность, объединяющая точки тела с одинаковой температурой, называется **изотермической**. Изотермические поверхности не пересекаются, они либо замыкаются на себя, либо заканчиваются на границе тела.

Пересечение изотермических поверхностей с плоскостью дает на ней семейство изотерм: t , $t - \Delta t$, $t + \Delta t$.

Направление, по которому расстояние между изотермическими поверхностями минимальное, называется **нормалью** (n) к изотермической поверхности.

Производная температуры по нормали к изотермической поверхности называется **температурным градиентом**

$$\frac{\partial t}{\partial n} = grad\ t$$

Температурный градиент - вектор, направленный по нормали к изотерме в сторону увеличения температуры.

Количество теплоты, переданное через изотермическую поверхность площадью F в единицу времени, называется **тепловым потоком** Q , Вт.

Тепловой поток, переданный через единицу поверхности, называется **плотностью теплового потока**

$$q = \frac{Q}{F}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Вектор плотности теплового потока направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону уменьшения температуры.

Основной закон теплопроводности

Связь между количеством теплоты dQ , проходящим через элементарную площадку dF , расположенную на изотермической поверхности, за промежуток времени $d\tau$ и температурным градиентом устанавливается гипотезой Фурье, согласно которой

$$dQ = -\lambda \cdot dF \cdot \text{grad}t \cdot d\tau = -\lambda \cdot dF \cdot d\tau \cdot \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ Дж}$$

Минус в правой части показывает, что в направлении теплового потока температура убывает и величина $\text{grad}t$ является величиной отрицательной.

Множитель пропорциональности λ называют коэффициентом теплопроводности.

Тепловой поток, количество теплоты и плотность теплового потока связаны соотношениями:

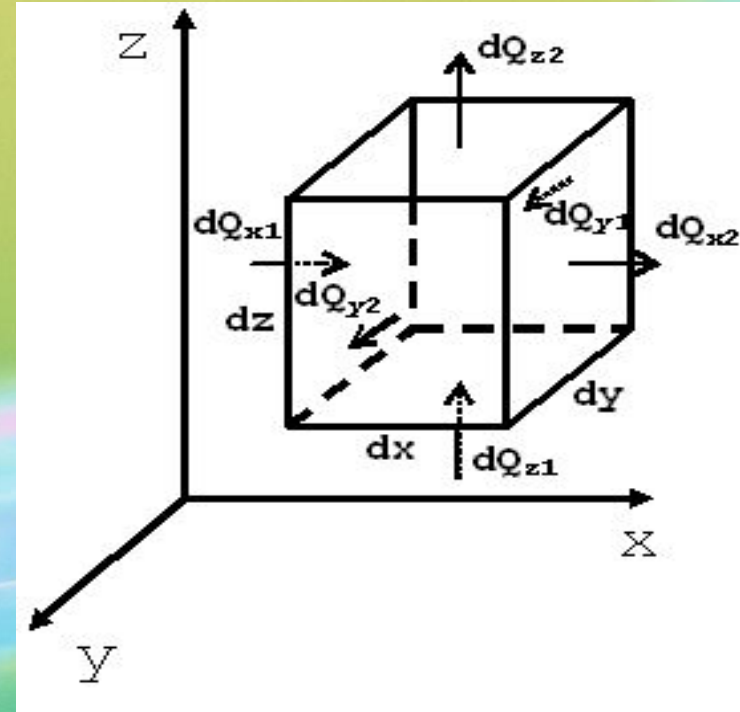
$$Q = q F, \text{ Вт,}$$
$$Q_{\tau} = q F \Delta\tau, \text{ Дж}$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности, или уравнение Фурье, для трёхмерного нестационарного температурного поля при отсутствии внутренних источников тепла:

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

Оно является основным при изучении вопросов нагревания и охлаждения тел в процессе передачи теплоты теплопроводностью и устанавливает связь между временным и пространственным изменениями температуры в любой точке поля.

Величину $\frac{\lambda}{c\rho}$ называют коэффициентом температуропроводности и обозначают буквой a .



Краевые условия

Дифференциальное уравнение описывает множество процессов теплопроводности. Чтобы выделить из этого множества конкретный процесс, необходимо сформулировать особенности этого процесса, которые называются **условиями однозначности**, или **краевыми условиями**, и включают в себя:

- **геометрические условия**, характеризующие форму и размеры тела;
- **физические условия**, характеризующие свойства участвующих в теплообмене тел;
- **граничные условия**, характеризующие условия протекания процесса на границе тела;
- **начальные условия**, характеризующие начальное состояние системы при нестационарных процессах.

При решении задач теплопроводности различают:

1) **граничные условия первого рода**, когда задается распределение температуры на поверхности тела:

$$t_c = f(x, y, z, \tau) \text{ или } t_c = \text{const};$$

2) **граничные условия второго рода**, когда задается плотность теплового потока на поверхности тела:

$$q_c = f(x, y, z, \tau) \text{ или } q_c = \text{const};$$

3) **граничные условия третьего рода**, когда задается температура среды $t_{ж}$ и коэффициент теплоотдачи между поверхностью и средой.

Законы конвективного теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой отличаются большой сложностью. В основу изучения конвективного теплообмена положен закон Ньютона - Рихмана:

$$q = \alpha(t_{ж} - t_{ст})$$

где q - плотность теплового потока, Вт/м²

$t_{ж}$ - температура окружающей среды (жидкости), °С;

$t_{ст}$ - температура поверхности тела (стенки), °С;

α - коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи, Вт/м град.

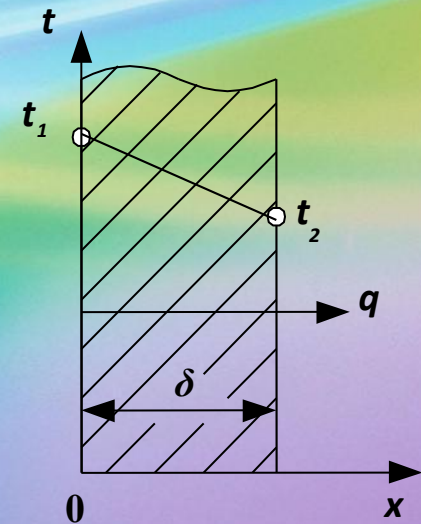
Теплопроводность через однослойную плоскую стенку

Дифференциальное уравнение теплопроводности позволяет определить температуру в зависимости от времени и координат в любой точке поля.

Для любого конкретного случая к нему надо присоединить необходимые краевые условия.

Рассмотрим наиболее распространенный случай - теплопроводность через однослойную плоскую стенку, длина и ширина которой бесконечно велики по сравнению с толщиной δ .

Стенка имеет во всех своих частях одинаковую толщину, причем температуры поверхностей t_1 и t_2 поддерживаются постоянными, т. е. являются изотермическими поверхностями. Температура меняется только в направлении, перпендикулярном к плоскости стенки, которое принимаем за ось x . Коэффициент теплопроводности λ постоянен для всей стенки. При стационарном тепловом режиме температура в любой точке тела неизменна и не зависит от времени, т. е. $dt/d\tau=0$.



Тогда, учитывая, что при принятых условиях первые и вторые производные от t по y и z также равны нулю, дифференциальное уравнение теплопроводности после сокращения коэффициента температуропроводности принимает вид:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0$$

Интегрируя это уравнение, находим $\frac{dt}{dx} = \text{const} = A$

После вторичного интегрирования получаем $t = Ax + B$

При постоянном коэффициенте теплопроводности это уравнение прямой линии. Следовательно, закон изменения температуры при прохождении теплоты через плоскую стенку будет линейным.

Плотность теплового потока (удельный тепловой поток) найдем из уравнения Фурье

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2), \quad \text{Вт/м}^2$$

Полученное уравнение является справедливым для случая, когда коэффициент теплопроводности является постоянной величиной. В действительности коэффициент теплопроводности реальных тел зависит от температуры. Поэтому в этом случае закон изменения температур будет выражаться кривой линией.

Если коэффициент теплопроводности зависит от температуры в незначительной степени, то на практике закон изменения температур считают линейным.

Зная удельный тепловой поток, можно вычислить общее количество теплоты, которое передается через поверхность стенки F за время τ :

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} F (t_1 - t_2) \tau, \text{ Дж}$$

Таким образом, количество теплоты, которое передается теплопроводностью через плоскую стенку, прямо пропорционально коэффициенту теплопроводности стенки λ , ее площади F , промежутку времени τ , разности температур на наружных поверхностях стенки $(t_1 - t_2)$ и обратно пропорционально толщине стенки δ .

Тепловой поток зависит не от абсолютного значения температур, а от их разности $(t_1 - t_2) = \Delta t$, называемой **температурным напором**.

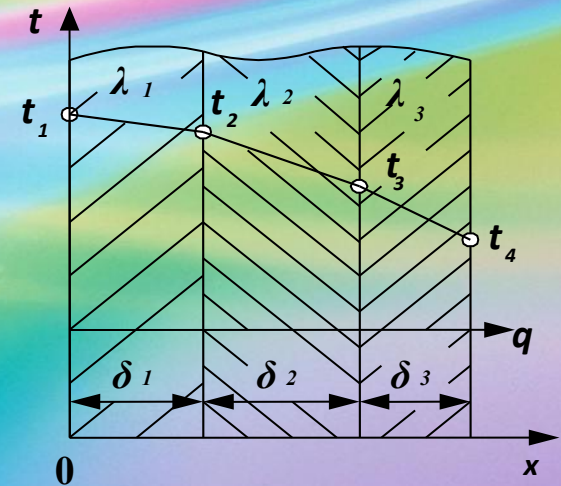
Теплопроводность через многослойную плоскую стенку

В тепловых аппаратах часто встречаются стенки, состоящие из нескольких плоских слоев различных материалов, плотно прилегающие друг к другу.

Расчетную формулу теплопроводности сложной стенки при стационарном состоянии выводят, используя уравнения теплопроводности для отдельных слоев, считая, что тепловой поток, проходящий через любую изотермическую поверхность неоднородной стенки, один и тот же.

К примеру, для трехслойной стенки, в которой толщина отдельных слоев равна $\delta_1, \delta_2, \delta_3$, их коэффициенты теплопроводности соответственно $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, температуры наружных поверхностей t_1 и t_4 , а температуры между слоями t_2 и t_3 , тепловой поток (мощность потока) определяется по формуле:

$$Q = \frac{F(t_1 - t_2)}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}, \text{ Вт}$$



Для любого числа слоев n : $Q = \frac{F(t_1 - t_2)}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}$, Вт

Отношение $\frac{\delta}{\lambda}$ называют термическим сопротивлением слоя, а величину $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ - полным термическим сопротивлением многослойной плоской стенки.

Температуры в °С между отдельными слоями сложной стенки будут равны

$$\left. \begin{aligned} t_2 &= t_1 - \frac{Q}{F} \frac{\delta_1}{\lambda_1}, \\ t_3 &= t_2 - \frac{Q}{F} \frac{\delta_2}{\lambda_2}, \dots \end{aligned} \right\}$$

Температура в каждом слое стенки при постоянном коэффициенте теплопроводности изменяется по линейному закону, а для многослойной плоской стенки температурный график представляет собой ломаную линию.

Теплопроводность через однослойную цилиндрическую стенку

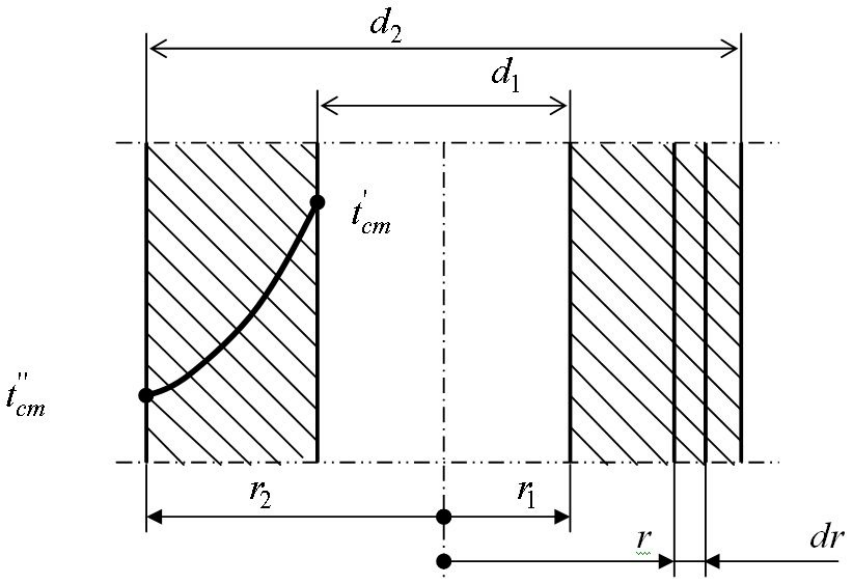
Эту проблему можно рассмотреть на примере цилиндрической трубы, внешняя и внутренняя поверхности которой поддерживаются при постоянных температурах $t''_{ст}$ и $t'_{ст}$.

Изотермические поверхности будут цилиндрическими поверхностями, имеющими общую ось с трубой. Температура будет меняться только в направлении радиуса, благодаря этому и поток тепла будет тоже радиальным. Труба имеет бесконечную длину. Температурное поле в этом случае является одномерным

$$t=f(r),$$

где r - текущая цилиндрическая координата.

В случае неравномерного распределения температур на поверхностях трубы температурное поле не будет одномерным и последнее уравнение не будет действительным.



На рис. изображена труба, в которой тепловой поток направлен по радиальным направлениям. Возьмем участок трубы длиной l . Поверхность F на расстоянии r от оси будет равна $2\pi r l$. Температура внутренней поверхности равна t'_{ct} , наружной - t''_{ct} . Через поверхности проходит один и тот же тепловой поток.

Выделим внутри стенки кольцевой слой радиусом r и толщиной dr . Тогда можно принять поверхности, через которые проходит тепловой поток, одинаковыми и рассматривать этот элементарный слой как плоскую стенку. Разность температур между поверхностями будет также бесконечно малой и равной dt .

В этом случае по закону Фурье, как для плоской стенки, тепловой поток

$$Q = -\lambda F \frac{dt}{dr}$$

или для кольцевого слоя

$$Q = -\lambda 2\pi r l \frac{dt}{dr}$$

Разделяя переменные и интегрируя полученное уравнение теплового потока для кольцевого слоя в пределах от t'_{ct} до t''_{ct} и от r_1 до r_2 и при $\lambda = \text{const}$, получаем зависимость

$$(t'_{cm} - t''_{cm}) = \frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Как видно из уравнения, распределение температур в стенке цилиндрической трубы представляет собой логарифмическую кривую

$$Q = \frac{l(t'_{cm} - t''_{cm})}{\frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}$$

Тепловой поток, проходящий через цилиндрическую стенку, определяется заданными граничными условиями и зависит от отношения наружного диаметра к внутреннему.

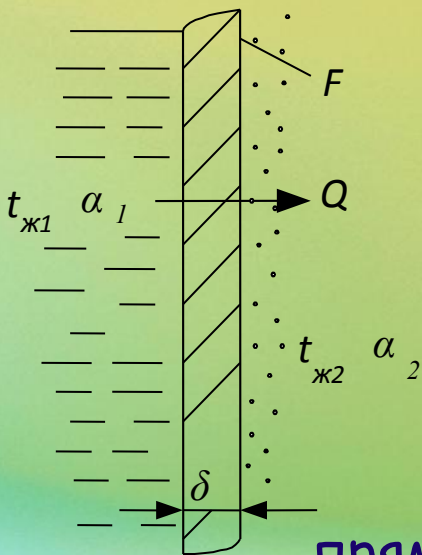
Тепловой поток может быть отнесен к единице длины трубы и к 1 м^2 внутренней или внешней поверхности. Тогда расчетные формулы, принимают вид

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi\lambda(t'_{cm} - t''_{cm})}{\ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м}$$

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{2\lambda(t'_{cm} - t''_{cm})}{d_1 \ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м}^2$$

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{2\lambda(t'_{cm} - t''_{cm})}{d_2 \ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м}^2$$

Интенсификация теплопередачи



Рассмотрим передачу теплоты от горячей воды с температурой $t_{ж1}$ к воздуху с температурой $t_{ж2}$, через плоскую стенку толщиной δ с площадью поверхности F .

Передаваемый через стенку тепловой поток

$$Q = \kappa (t_{ж1} - t_{ж2}) F$$

прямо пропорционален коэффициенту теплопередачи

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

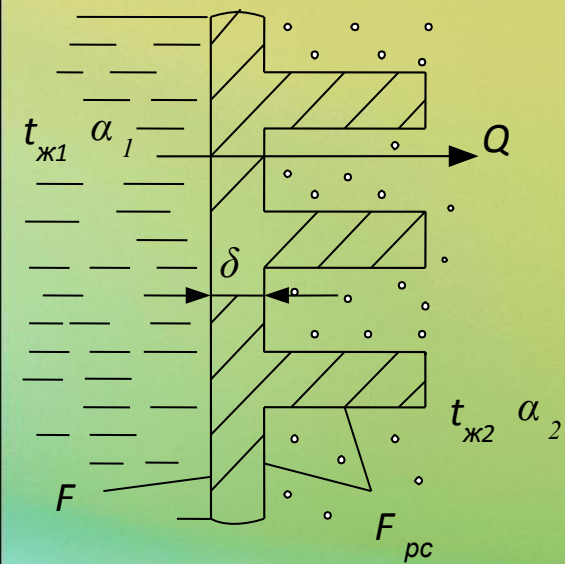
Уменьшить термические сопротивления можно за счет увеличения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 , уменьшения толщины стенки δ и увеличения коэффициента теплопроводности стенки (λ).

Если тепловой поток записать в виде

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F} + \frac{\delta}{\lambda F} + \frac{1}{\alpha_2 F}},$$

то появится еще один способ уменьшения термических сопротивлений - увеличение площади поверхности теплообмена F за счет оребрения стенки. Именно этот способ чаще всего применяется для интенсификации теплопередачи.

Учитывая, что термическое сопротивление стенки мало $\left(\frac{\delta}{\lambda F} \rightarrow 0\right)$, увеличивать площадь поверхности теплообмена следует со стороны меньшего коэффициента теплоотдачи.



Если оребрить поверхность стенки со стороны воздуха, то термическое сопротивление уменьшится:

$$\frac{1}{\alpha_2 F_{рс}} < \frac{1}{\alpha_2 F},$$

а теплопередача увеличится.

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F} + \frac{\delta}{\lambda F} + \frac{1}{\alpha_2 F_{рс}}}$$

Отношение $\frac{F_{рс}}{F}$ называют коэффициентом оребрения.

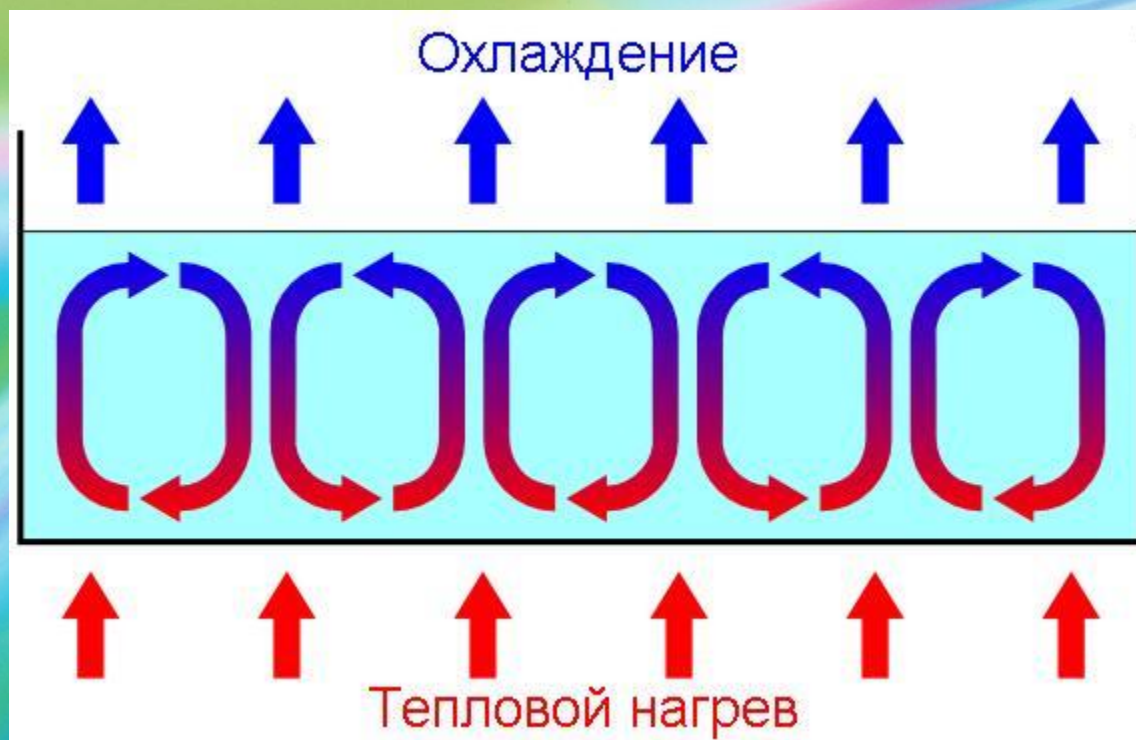
Увеличивать $F_{рс}$ можно до тех пор, пока термическое сопротивление $\frac{1}{\alpha_2 F_{рс}}$ не сравняется с любым из двух других ($\frac{1}{\alpha_1 F}$ или $\frac{\delta}{\lambda F}$).

Дальнейшее увеличение $F_{рс}$ малоэффективно.

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Конвекция происходит только в газах и жидкостях и состоит в том, что перенос теплоты осуществляется перемещающимися в пространстве объемами среды. Передача теплоты конвекцией всегда связана с теплопроводностью. Совместный процесс конвекции и теплопроводности называется **конвективным теплообменом** или **теплоотдачей**.

Различают конвекцию *вынужденную* (движение жидкости создается искусственно) и конвекцию *свободную* – движение возникает в связи с ее нагреванием и изменением плотности.



О. Рейнольдс в 1884 г. в своих опытах установил, что при движении жидкости встречаются два вида потока, подчиняющихся различным законам.

В потоке первого вида все частицы движутся только по параллельным между собой траекториям, и движение их длительно совпадает с направлением всего потока.

Жидкость движется спокойно, без пульсаций, образуя струи, следующие очертаниям канала. Движение такого рода называется **ламинарным**, или *струйчатым*.

Второй вид потока называется **турбулентным**, в нем непрерывно происходит перемешивание всех слоев жидкости. Каждая частица потока, перемещаясь вдоль канала с некоторой скоростью, совершает различные движения перпендикулярно стенкам канала. В связи с этим, поток представляет собой беспорядочную массу хаотически движущихся частиц. Чем больше образуется пульсаций, завихрений, тем больше турбулентность потока. При переходе ламинарного движения в турбулентное сопротивление от трения в канале возрастает.



Основной закон конвективного теплообмена

Согласно закону Ньютона - Рихмана тепловой поток в процессе теплоотдачи пропорционален площади поверхности теплообмена F и разности температур поверхности t_c и жидкости $t_{ж}$:

$$Q = \alpha \cdot F |t_c - t_{ж}|$$

В процессе теплоотдачи, независимо от направления теплового потока Q (от стенки к жидкости и наоборот), значение его принято считать положительным, поэтому разность $t_c - t_{ж}$ берут по абсолютной величине, т.е. просто из большего значения вычитают меньшее.

Коэффициент пропорциональности α называется коэффициентом теплоотдачи; его единица измерения Вт/(м²·К). Он характеризует интенсивность процесса теплоотдачи. Численное значение его равно тепловому потоку от единичной поверхности теплообмена при разности температур поверхности и жидкости в один кельвин:

$$\alpha = \frac{Q}{F |t_c - t_{ж}|} = \frac{q}{t_c - t_{ж}}$$

На коэффициент теплоотдачи влияют разнообразные факторы: скорость потока жидкости, характер сил, вызывающих ее движение, физические свойства самой жидкости (плотность, вязкость, коэффициент теплопроводности) и прежде всего режим течения жидкости.

Основы теории

Ввиду сложности математического описания процессов конвективного теплообмена аналитическое решение дифференциальных уравнений с условиями однозначности оказывается возможным только в результате дополнительных упрощений, которые в значительной мере снижают практическую ценность полученных результатов. Поэтому многие зависимости для конкретных задач конвективного теплообмена получают экспериментальным путем. Распространение этих эмпирических зависимостей на другие конкретные явления может привести к грубым ошибкам.

Объединение математических методов с экспериментом с помощью теории подобия позволяет распространить результаты единичного опыта на целую группу явлений.

Понятие подобия, как известно, впервые введено в геометрии. Геометрически подобными называются такие фигуры, у которых сходственные (одноименные) стороны пропорциональны, а сходственные углы равны.

Понятие подобия распространяется на любое физическое явление. Физические явления считаются подобными, если они относятся к одному и тому же классу, протекают в геометрически подобных системах, и подобны все однородные физические величины, характеризующие эти явления. Однородными называются такие величины, которые имеют один и тот же физический смысл и одинаковую размерность. Таким образом, для подобных физических явлений в сходственных точках и в сходственные моменты времени любая величина φ' первого явления пропорциональна величине φ'' второго явления, т. е. $\varphi' = c_{\varphi} \cdot \varphi''$. При этом каждая физическая величина φ имеет свой множитель преобразования c_{φ} численно отличный от других.

Аналогично геометрическому подобию уравнения, описывающие подобные физические явления, после приведения их к безразмерному виду становятся тождественно одинаковыми. При этом в сходственных точках все одноименные безразмерные величины, в том числе и безразмерные параметры, будут равны.

Подобие процессов конвективного теплообмена обусловлено равенством особых безразмерных комплексов, состоящих из физических величин, влияющих на теплообмен, например таких, как скорость потока, вязкость и плотность жидкости, омывающей стенку, температуры стенки и жидкости и др. Такие безразмерные комплексы называются числами (критериями) подобия.

Числам (критериям) подобия присвоены имена ученых, сделавших большие открытия в области теплообмена и гидродинамики. Такие числа обозначаются одной или двумя начальными буквами фамилий этих ученых.

Число Нуссельта (Nu) определяет интенсивность конвективного теплообмена на границе стенка-жидкость. Чем интенсивнее происходит конвективный теплообмен, тем больше число Nu и тем больше коэффициент теплоотдачи α , что видно из следующей формулы:

$$Nu = \alpha \cdot l_0 / \lambda ,$$

где α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К);
 λ -коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К); l_0 - определяющий линейный размер, м.

Определяющим называется размер, которым определяется развитие процесса теплообмена.



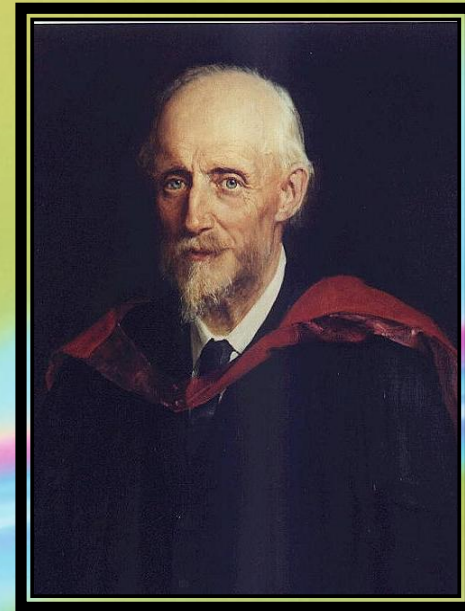
Число Рейнольдса (Re) определяет характер движения жидкости:

$$Re = w_0 \cdot l_0 / \nu,$$

где w_0 - средняя (линейная) скорость жидкости, м/с;
определяется из уравнения массового расхода жидкости

$$m = F w_0 \rho,$$

(здесь m - массовый расход жидкости, кг/с;
 F - площадь поперечного сечения потока, м²;
 ρ - плотность жидкости, (кг/м³);
 ν - кинематический коэффициент вязкости, м²/с.



Число Прандтля (Pr) определяет физические свойства жидкости:

$$Pr = \nu / a,$$

где a - коэффициент температуропроводности жидкости, $\text{м}^2 / \text{с}$.

В правой части уравнения обе величины - параметры состояния, поэтому и само число подобия является параметром состояния.

Значение числа Pr идеальных газов зависит только от их атомности.

Число Pr для идеальных газов:

- одноатомных....0,67
- двухатомных....0,72
- трехатомных....0,80

Зависимость числа Pr реальных газов от температуры очень незначительна.

Число Pr капельных жидкостей заметно изменяется только в пределах температур от 0°C и примерно до 130°C (с ростом температуры число Pr увеличивается). При температурах выше 130°C значение числа Pr изменяется незначительно и его можно принять равным 1. Зависимость Pr от давления становится заметной только при состояниях жидкости, близких к критическому.



Число Пекле (Pe) является произведением чисел подобия Re и Pr :

$$Pe = Re \cdot Pr = w_0 \cdot l_0 / a.$$

Число Грасгофа (Gr) определяет соотношение подъемной силы, вызываемой разностью плотностей холодных и нагретых частиц жидкости, и сил молекулярного трения. Другими словами, число Gr характеризует интенсивность свободного движения жидкости:

$$Gr = \beta g l_0^3 \Delta t / \nu^2,$$

где β - температурный коэффициент объемного расширения, K^{-1}

(для идеальных газов $\beta = 1/273,15 K^{-1}$);

g - ускорение свободного падения, m/s^2 ;

Δt - температурный напор - разность между определяющими температурами жидкости и стенки, K .



Большинство величин, входящих в правые части обобщенных уравнений конвективного теплообмена, зависят от температуры. Поэтому необходимо, чтобы значения всех этих величин были отнесены к какой-то одной определяющей температуре. Такой температурой может быть температура стенки, обозначаемая t_c или средняя температура потока жидкости, обозначаемая $t_{ж}$.

В большинстве случаев в качестве определяющей принимается температура набегающего потока жидкости (т.е. температура во входном сечении канала) или средняя по его длине.

Теплообмен при ламинарном течении жидкости в трубах

При ламинарном движении большое значение приобретает естественная конвекция. Наличие ее меняет закон распределения скорости по сечению и интенсивность теплообмена. Если при ламинарном движении отсутствует естественная конвекция, то передача теплоты к стенкам канала осуществляется только теплопроводностью. С появлением свободного движения теплота передается не только теплопроводностью, но и конвекцией.

Влияние конвекционной передачи теплоты будет возрастать с увеличением температурного напора. Коэффициент теплоотдачи изменяется по длине канала. Он будет иметь большее значение у входа в канал и стабилизируется на расстоянии от входа, равном $50d$.

Для определения среднего по длине коэффициента теплоотдачи при ламинарном режиме течения жидкости в прямых трубах академик М. А. Михеев рекомендует следующую расчетную формулу:

$$Nu_{жcd} = 0,15 Re_{жcd}^{0,33} Pr_{жс}^{0,43} Gr_{жcd}^{0,1} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \epsilon_l$$

Для воздуха эта формула упрощается и принимает вид

$$Nu_{жсд} = 0,13 Re_{жсд}^{0,33} Gr_{жсд}^{0,1} \epsilon_l$$

По этим уравнениям определяют критерий Нуссельта, а по нему коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu \frac{\lambda}{d}$$

Направление теплового потока учитывается отношением $\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$

Для воздуха и двухатомных газов критерий Прандтля практически не зависит от температуры, а поэтому $\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} = 1$

Теплообмен при турбулентном течении жидкости в трубах

При турбулентном течении жидкость в потоке весьма интенсивно перемешивается и естественная конвекция почти не оказывает влияния на теплоотдачу. Температура жидкости по сечению ядра практически постоянна. Большое изменение температуры наблюдается только в пограничном слое. При нагревании жидкости интенсивность теплоотдачи выше, чем при охлаждении.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи для труб с отношением $l > 50d$ при развитом турбулентном движении академик М.А. Михеев рекомендует следующее критериальное уравнение:

$$Nu_{жcd} = 0,021 Re_{жcd}^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \epsilon_l$$

Для воздуха эта формула упрощается:

$$Nu_{жcd} = 0,018 Re_{жcd}^{0,8} \epsilon_l$$

При этом за определяющую температуру принята средняя температура потока, за определяющий размер - диаметр круглой трубы или эквивалентный диаметр трубы любой формы.

При турбулентном течении жидкости в изогнутых трубах-змеевиках вследствие центробежного эффекта в поперечном сечении трубы возникает вторичная циркуляция, наличие которой приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи. Расчет теплоотдачи в змеевиках следует вести по уравнениям для прямой трубы, но полученное значение коэффициента теплоотдачи следует умножить на поправочный коэффициент

$$\varepsilon_{зм} = 1 + 3,6d / D$$

где d - диаметр трубы; D - диаметр спирали.

В змеевиках действие вторичной циркуляции распространяется на всю длину трубы.

Теплообмен при поперечном омывании пучков труб

В технике большое практическое значение имеет конвективный теплообмен в пучках труб при расположении их перпендикулярно движению жидкости. Применяют в основном два вида расположения труб в пучках: коридорное (рис. 1) и шахматное (рис. 2)

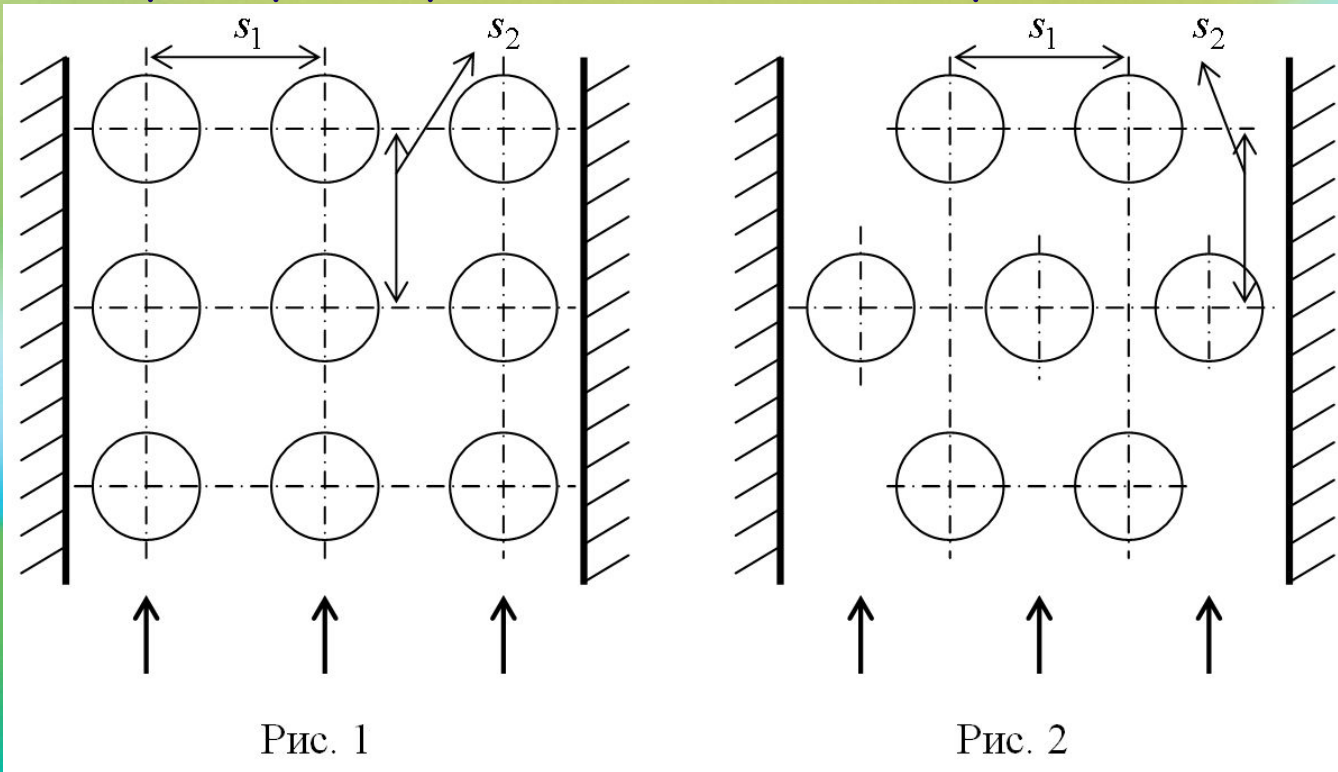


Рис. 1

Рис. 2

Характеристиками пучка труб считаются: диаметр трубы и относительные шаги по ширине s_1/d и глубине s_2/d пучка. От расположения труб в значительной степени зависит характер движения жидкости, омывание трубок каждого ряда и в целом теплообмен в пучке.

Омывание трубок первого ряда, независимо от расположения труб в пучке, практически не отличается от омывания одиночной трубы и зависит только от начальной турбулентности потока. Характер омывания следующих рядов труб в обоих пучках изменяется.

При коридорном расположении трубы любого ряда затеняются соответственными трубами другого ряда, что ухудшает омывание лобовой части и поэтому большая часть поверхности трубы находится в вихревой зоне. При шахматном расположении труб загоразивание одних труб другими не происходит. Вследствие этого коэффициент теплоотдачи в шахматных пучках при одинаковых условиях выше, чем в коридорных.

При любом расположении труб каждый ряд вызывает дополнительную турбулизацию потока. Поэтому коэффициент теплоотдачи для труб второго ряда выше, чем для первого, а для третьего ряда - выше, чем для второго. Начиная с третьего ряда, поток жидкости стабилизируется, и коэффициент теплоотдачи для всех последующих рядов остается величиной постоянной.

В поперечно обтекаемых пучках можно выделить три основных режима омывания: ламинарный, смешанный и турбулентный. Наиболее изученным является смешанный режим, которому соответствуют числа Re от 10^3 до 10^5 .

Для определения коэффициента теплоотдачи третьего и последующих рядов труб пучка при смешанном режиме рекомендуются следующие уравнения:

- при коридорном расположении труб

$$Nu_{жcd} = 0,26 Re_{жcd}^{0,65} Pr_{жc}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жc}}{Pr_{cm}} \right)^{0,25} \epsilon_s$$

где $\epsilon_s = (s_2 / d)^{-0,15}$ - поправочный коэффициент, учитывающий влияние относительных шагов для глубинных рядов;

- при шахматном расположении труб

$$Nu_{жcd} = 0,41 Re_{жcd}^{0,6} Pr_{жc}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жc}}{Pr_{cm}} \right)^{0,25} \epsilon_s$$

где при $s_1 / s_2 < 2$ $\epsilon_s = (s_1 / s_2)^{0,17}$

при $s_1 / s_2 \geq 2$ $\epsilon_s = 1,12$

При вычислении критериев подобия за определяющую температуру принята средняя температура жидкости, за определяющую скорость - скорость в самом узком сечении ряда, за определяющий размер - диаметр трубы. Формулы справедливы для любых жидкостей.

Для двухатомных газов и воздуха эти формулы упрощаются и принимают следующий вид:

- при коридорном расположении труб

$$Nu_{жcd} = 0,21 Re_{жcd}^{0,65} \epsilon_s$$

- при шахматном расположении труб

$$Nu_{жcd} = 0,37 Re_{жcd}^{0,6} \epsilon_s$$

Значение коэффициента теплоотдачи для труб первого ряда определяется путем умножения коэффициента теплоотдачи для третьего ряда на поправочный коэффициент $\epsilon_1=0,6$; для труб второго ряда в шахматных пучках на коэффициент $\epsilon_2=0,7$, а в коридорных на коэффициент $\epsilon_2=0,9$.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи для всего пучка в целом определяется по формуле осреднения

$$\alpha_{cp} = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2 + \dots + \alpha_n F_n}{F_1 + F_2 + \dots + F_n}$$

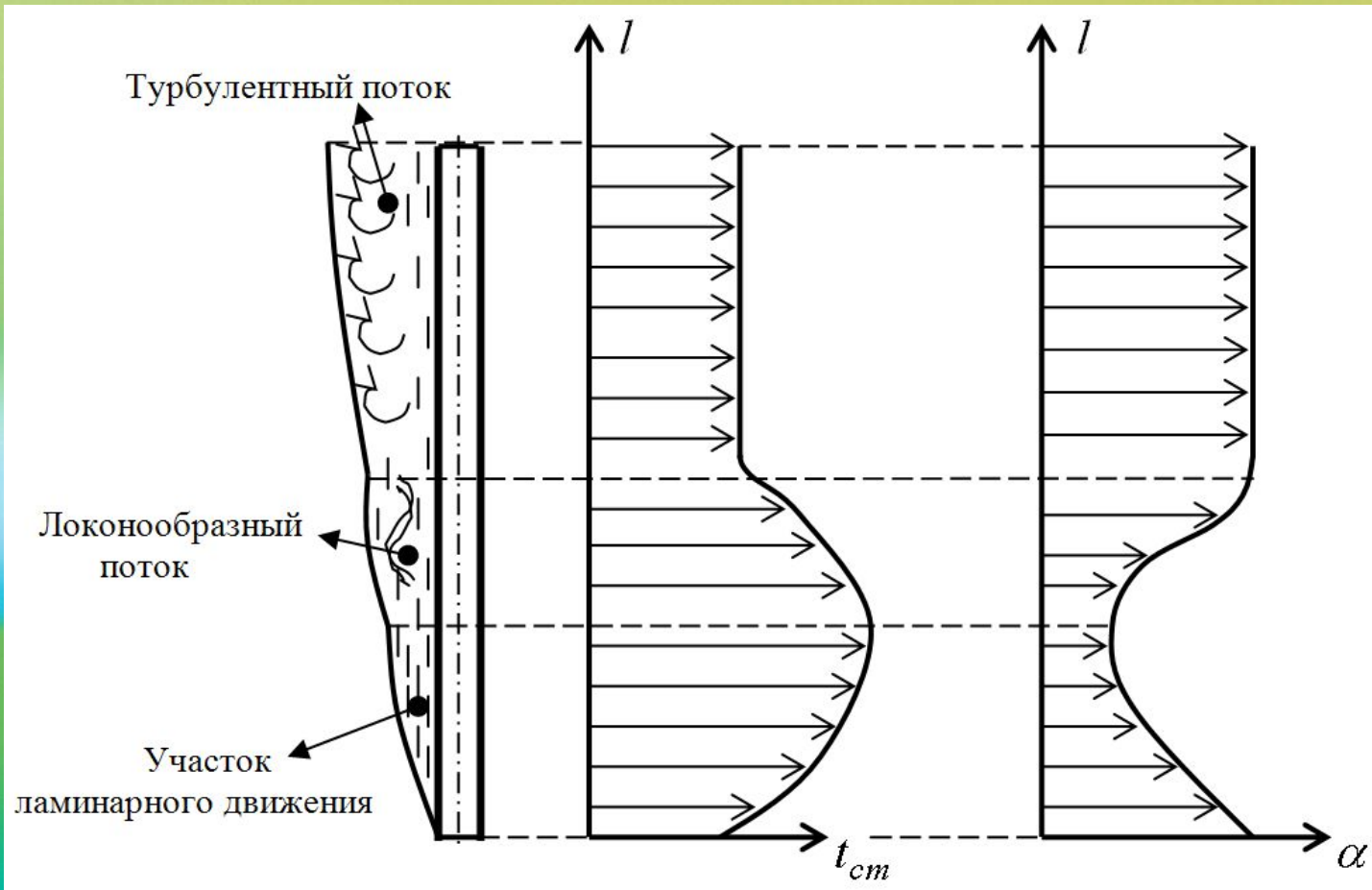
где $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ - коэффициенты теплоотдачи в отдельных рядах труб;
 F_1, F_2, \dots, F_n - поверхности нагрева каждого ряда.

Теплообмен при естественной конвекции

Естественная конвекция, или конвективный теплообмен, в свободном потоке возникает в связи с изменением плотности жидкости от нагревания. Естественная конвекция имеет место у нагретых стен печей, трубопроводов, у батарей центрального отопления, в холодильниках при охлаждении продуктов и др. Этот вид теплообмена играет большую роль, как в промышленности, так и в быту.

Свободный, или естественный, теплообмен возникает в неравномерно нагретом газе или жидкости, находящихся, как в ограниченном, так и в неограниченном пространстве. Если тело имеет более высокую температуру, чем окружающая его жидкость, то слои жидкости, нагреваясь от тела, становятся легче и под действием возникающей подъемной силы поднимаются вверх, а на их место поступают из окружающего пространства более холодные слои. Поэтому и возникает естественная конвекция.

Рассмотрим свободный теплообмен в неограниченном пространстве у вертикальной плиты или трубы. Характерная картина свободного движения показана на рисунке



Характер движения жидкости и границы ламинарного и турбулентного режима в основном зависят от температурного напора $\Delta t = t_{ж} - t_{см}$.

При малых значениях температурного напора вдоль всей поверхности будет преобладать ламинарное движение жидкости. При больших температурных напорах, будет преобладать турбулентный режим движения. В развитии естественной конвекции форма тела играет второстепенную роль. Основное значение для свободного потока имеет длина поверхности, вдоль которой происходит теплообмен.

Для горизонтальных труб диаметром d при $10^3 < (Gr \cdot Pr)_{жcd} < 10^8$ рекомендуется уравнение

$$Nu_{жcd} = 0,5 (Gr_{жcd} \cdot Pr_{жcd})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{сг}} \right)^{0,25}$$

Для вертикальных труб и плит следует пользоваться формулами:

- при ламинарном режиме и $10^3 < (Gr \cdot Pr)_{жcl} < 10^9$

$$Nu_{жcl} = 0,76 (Gr_{жcl} \cdot Pr_{жcl})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{сг}} \right)^{0,25}$$

- при турбулентном режиме и $(Gr \cdot Pr)_{жcl} > 10^9$

$$Nu_{жcl} = 0,15 (Gr_{жcl} \cdot Pr_{жcl})^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{сг}} \right)^{0,25}$$

Для газов $Pr_{жс} / Pr_{сг} = 1$, поэтому из формул это соотношение исключается.

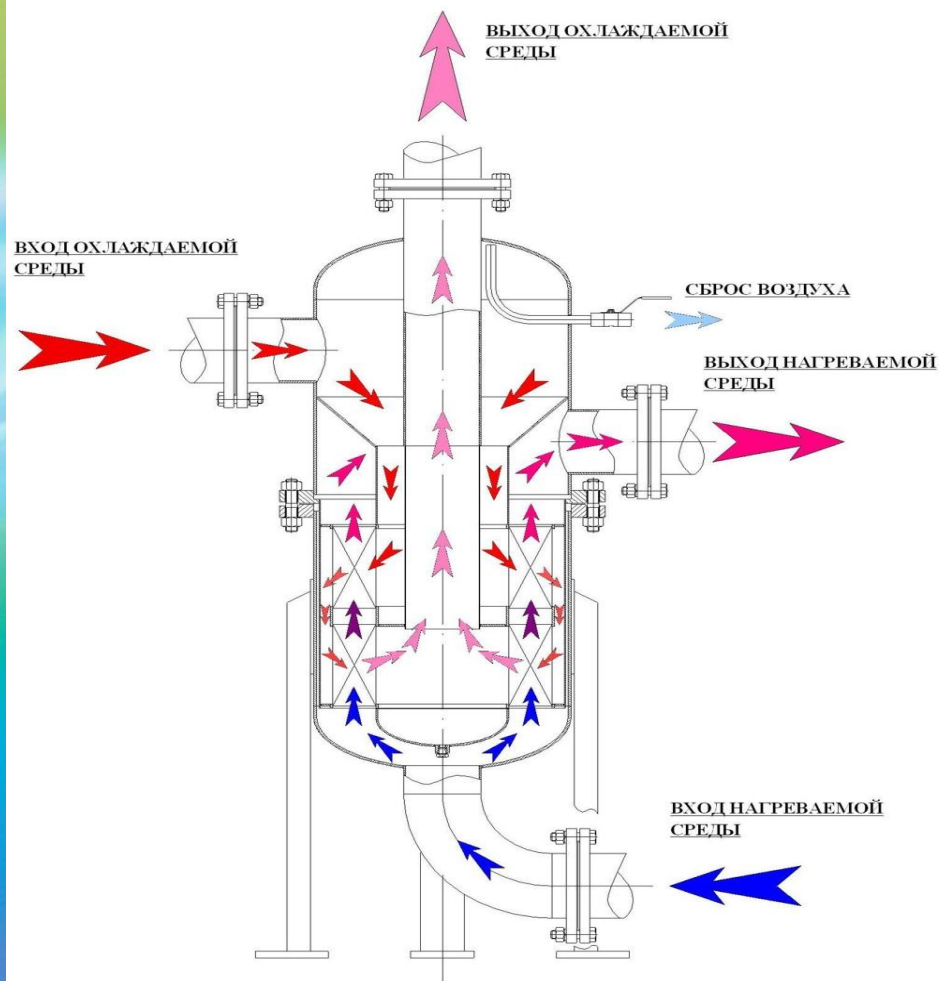
ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

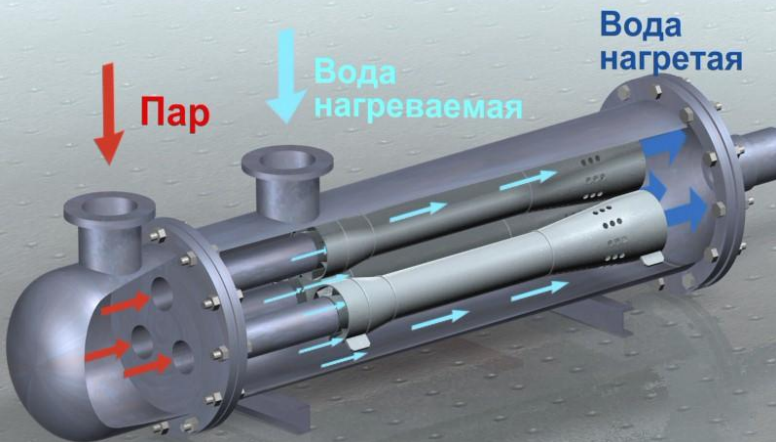
Теплообменными аппаратами, или теплообменниками называются устройства, предназначенные для передачи тепла от более нагретой жидкости - горячего теплоносителя - к менее нагретому - холодному теплоносителю.

В зависимости от способа передачи теплоты они бывают контактными и поверхностными. Поверхностные теплообменные аппараты разделяются на регенеративные и рекуперативные.



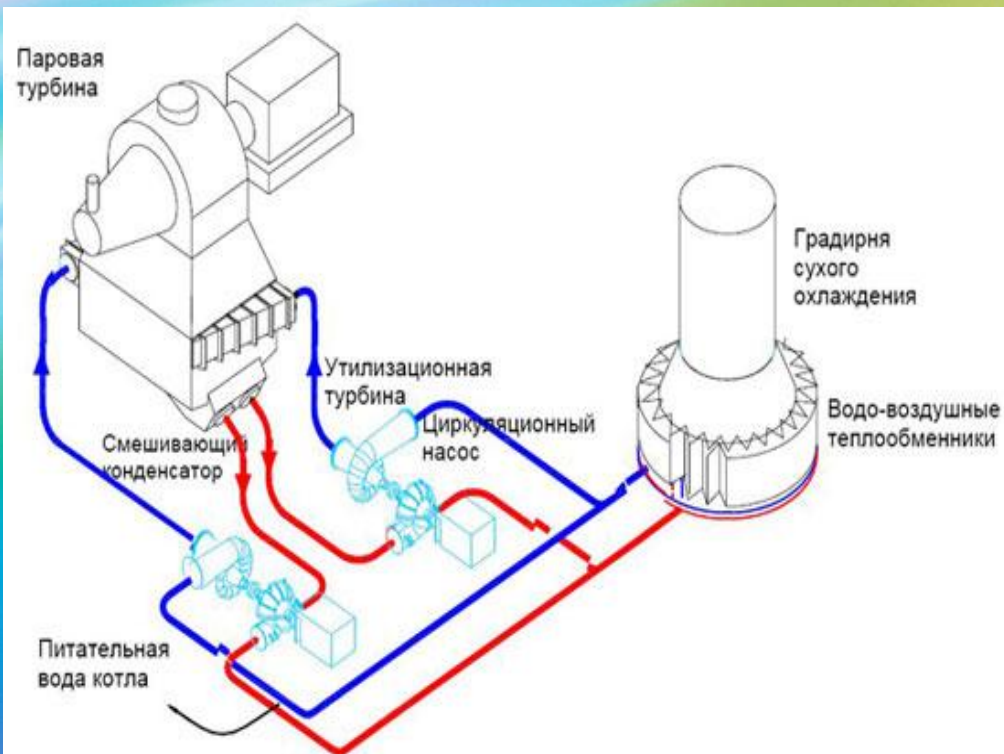
**СХЕМА РАБОТЫ
ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА**



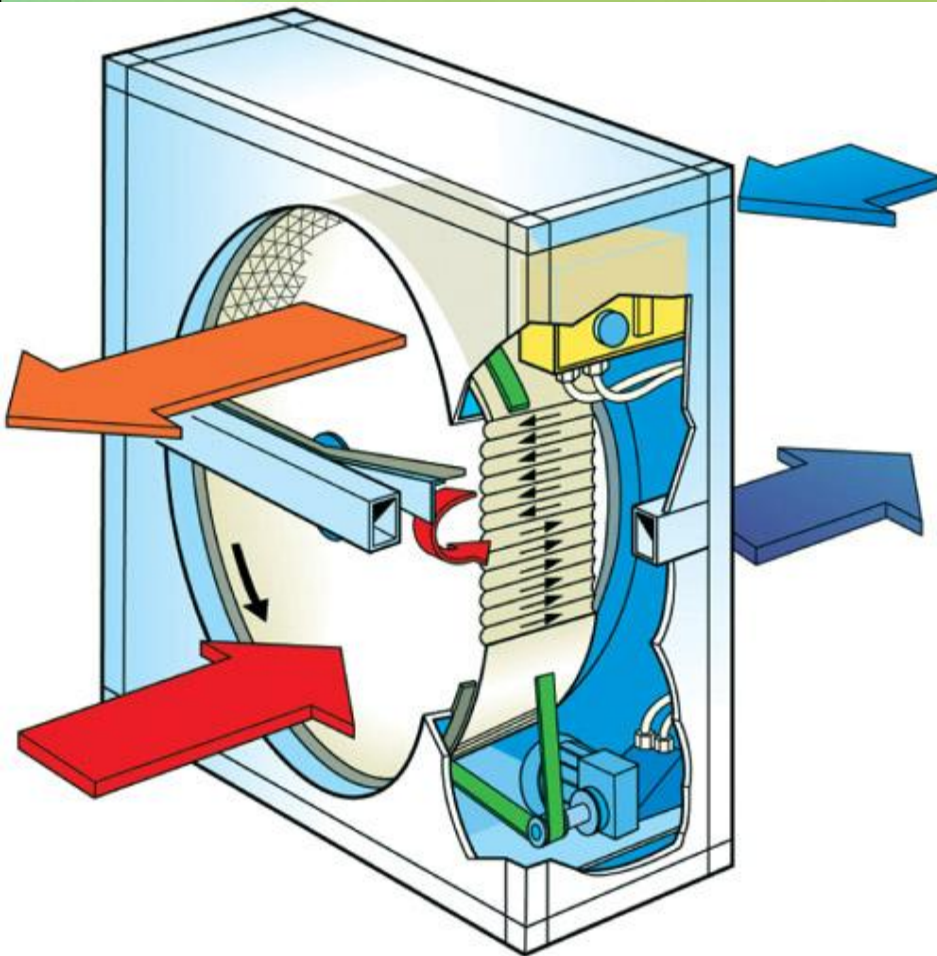


В контактных (смесительных) аппаратах теплообмен осуществляется путем непосредственного соприкосновения и смешения горячей и холодной жидкости. Эти аппараты применяются главным образом для охлаждения и нагревания газов водой или охлаждения воды воздухом. В них теплообмен сопровождается массообменом.

Одним из основных параметров, определяющих интенсивность процесса в смесительных аппаратах, является величина поверхности соприкосновения теплоносителей.



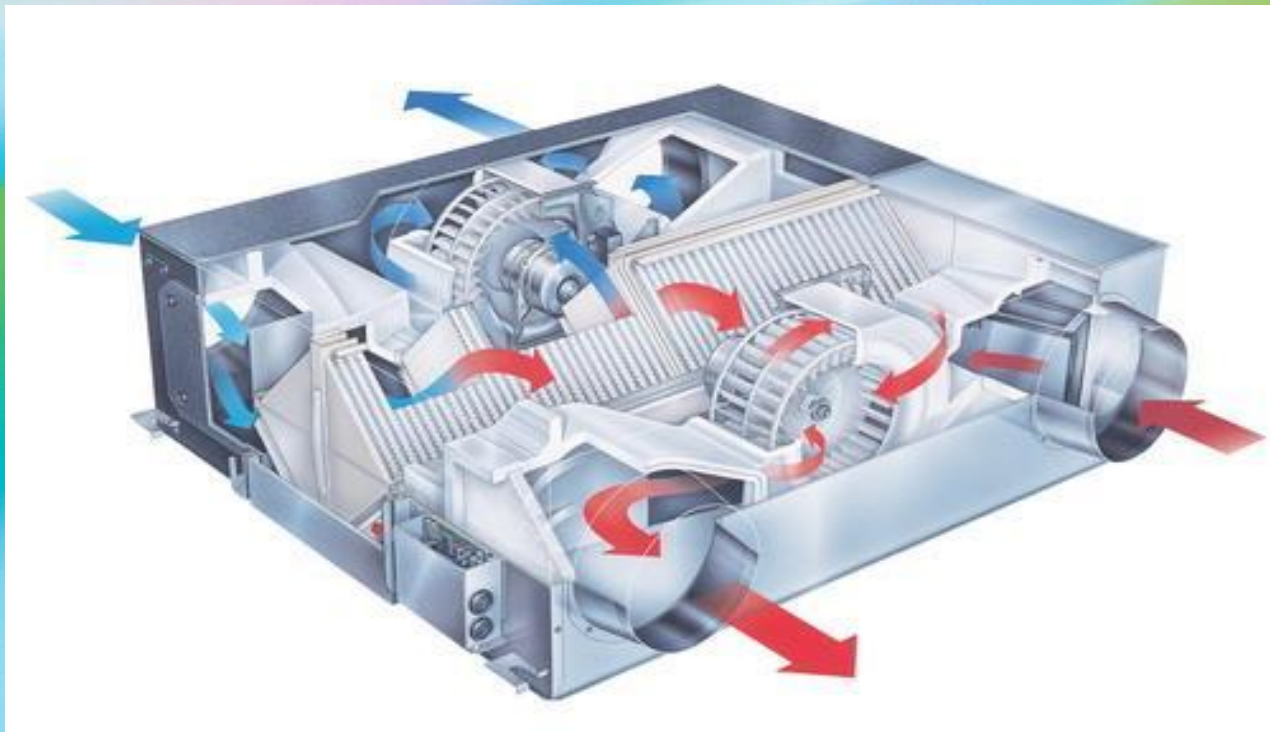
Наиболее простыми и компактными являются смесительные теплообменники, в которых смешиваются теплоносители, не требующие дальнейшего разделения: вода смешивается с паром в подогревателе воды; вода из котельной смешивается с водой, возвращающейся от потребителя в радиаторах отопления. Также смесительным аппаратам относятся скрубберы, градирни, струйные теплообменники.



В регенеративном теплообменнике одна и та же поверхность поочередно омывается то горячим, то холодным теплоносителем. При соприкосновении с горячим теплоносителем стенка аккумулирует теплоту, а затем отдает ее холодному теплоносителю. Для удовлетворительной работы теплообменника его рабочие стенки должны обладать значительной теплоемкостью.

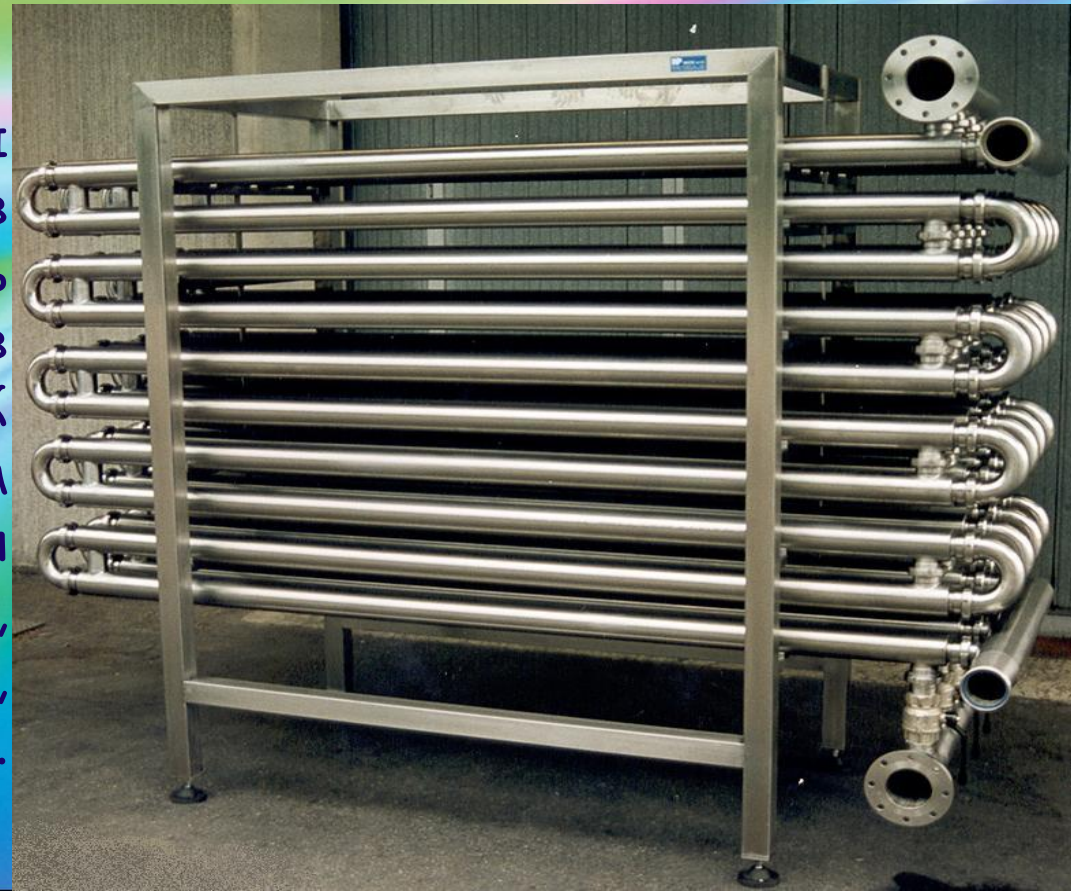


В рекуперативных теплообменниках теплоносители омывают стенку с двух сторон и обмениваются при этом теплотой. Процесс теплообмена протекает непрерывно и имеет обычно стационарный характер. Стенка, которая омывается с обеих сторон теплоносителями, называется рабочей поверхностью теплообменника.



Рекуперативные теплообменники подразделяют в зависимости от направления движения теплоносителей. Если теплоносители движутся параллельно в одинаковом направлении, теплообменник называют прямоточным, а при противоположном направлении движения - противоточным. В теплообменнике с перекрестным током теплоносители движутся во взаимно перпендикулярных направлениях, при этом возможен однократный и многократный перекрестный ток. Встречаются и более сложные схемы движения теплоносителей.

Наиболее распространены трубчатые теплообменники, в которых один теплоноситель движется в трубах, другой - в межтрубном пространстве. К рекуперативным теплообменникам относятся паровые котлы, подогреватели, конденсаторы, охладители.



Тепловой расчет теплообменного аппарата

При проектировании новых аппаратов целью теплового расчета является определение поверхности теплообмена, а если последняя известна (при использовании существующих конструкций), то целью расчета является определение конечных температур рабочих жидкостей или их расходов.

Основными расчетными уравнениями теплообмена при стационарном режиме являются **уравнение теплопередачи** и **уравнение теплового баланса**.

Уравнение теплопередачи

$$Q = kF(t_1 - t_2), \text{ Вт}$$

где Q - тепловой поток;

k - средний коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·град);

F - поверхность теплообмена в аппарате, м²;

t_1, t_2 - соответственно температуры горячего и холодного теплоносителей.

Уравнение теплового баланса при условии отсутствия тепловых потерь и фазовых переходов:

$$Q_{гор} = Q_{хол}$$

или

$$V_1 \rho_1 c_{p1} (t_1' - t_1'') = V_2 \rho_2 c_{p2} (t_2'' - t_2'), \text{ Вт}$$

где $V_1 \rho_1$ и $V_2 \rho_2$ - массовые расходы теплоносителей, кг/сек;
 c_{p1} и c_{p1} - средние массовые теплоемкости жидкостей в интервале температур от t' до t'' , Дж/(кг.град);

t_1' и t_2' - температуры жидкостей при входе в аппарат;

t_1'' и t_2'' - температуры жидкостей при выходе из аппарата.

Величину произведения

$$V \rho c_p = W, \text{ Вт/град}$$

называют *водяным*, или *условным эквивалентом*.

С учетом последнего уравнение теплового баланса может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{t_1' - t_1''}{t_2'' - t_2'} = \frac{W_2}{W_1}$$

где W_1 и W_1 - условные эквиваленты горячей и холодной жидкостей.

В тепловом аппарате температуры горячей и холодной жидкостей изменяются обратно пропорционально их условным эквивалентам. Это соотношение сохраняется и для каждого элемента поверхности аппарата.

При выводе основного уравнения теплопередачи принималось, что температуры горячей и холодной среды в теплообменном аппарате не изменяются. В действительности температуры рабочих жидкостей при прохождении через аппарат изменяются, причем на изменение температур большое влияние оказывают схема движения жидкостей и величины условных эквивалентов.

Если по оси абсцисс откладывать значения поверхности аппарата F , а по оси ординат - значения температур в различных точках поверхности t , то для аппаратов можно составить **температурные графики**. Верхние кривые на графиках показывают изменение температуры горячего теплоносителя, нижние - холодного.

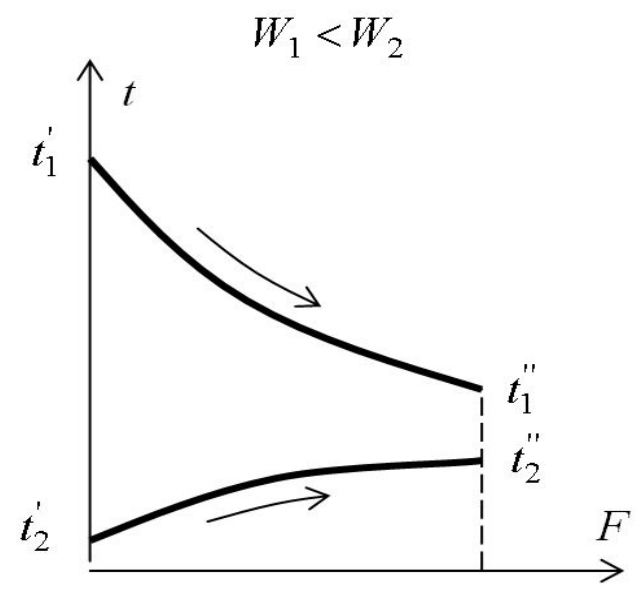
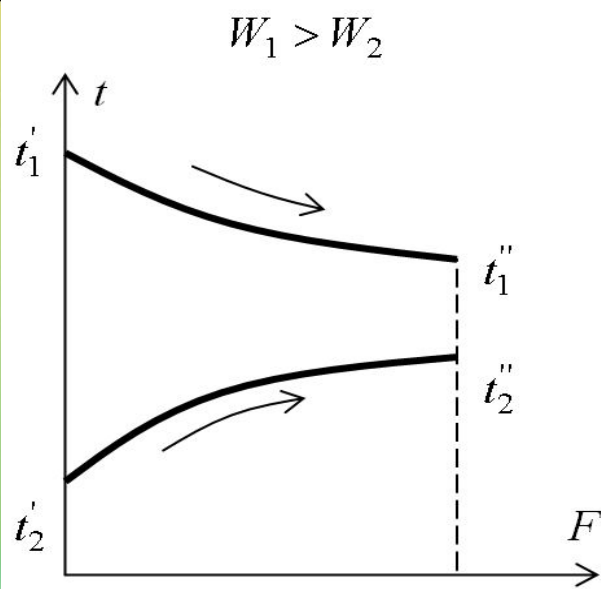


Рис.1 График изменения температур при прямотоке

Как видно из рис. 1, при прямотоке конечная температура холодного теплоносителя всегда ниже конечной температуры горячего теплоносителя.

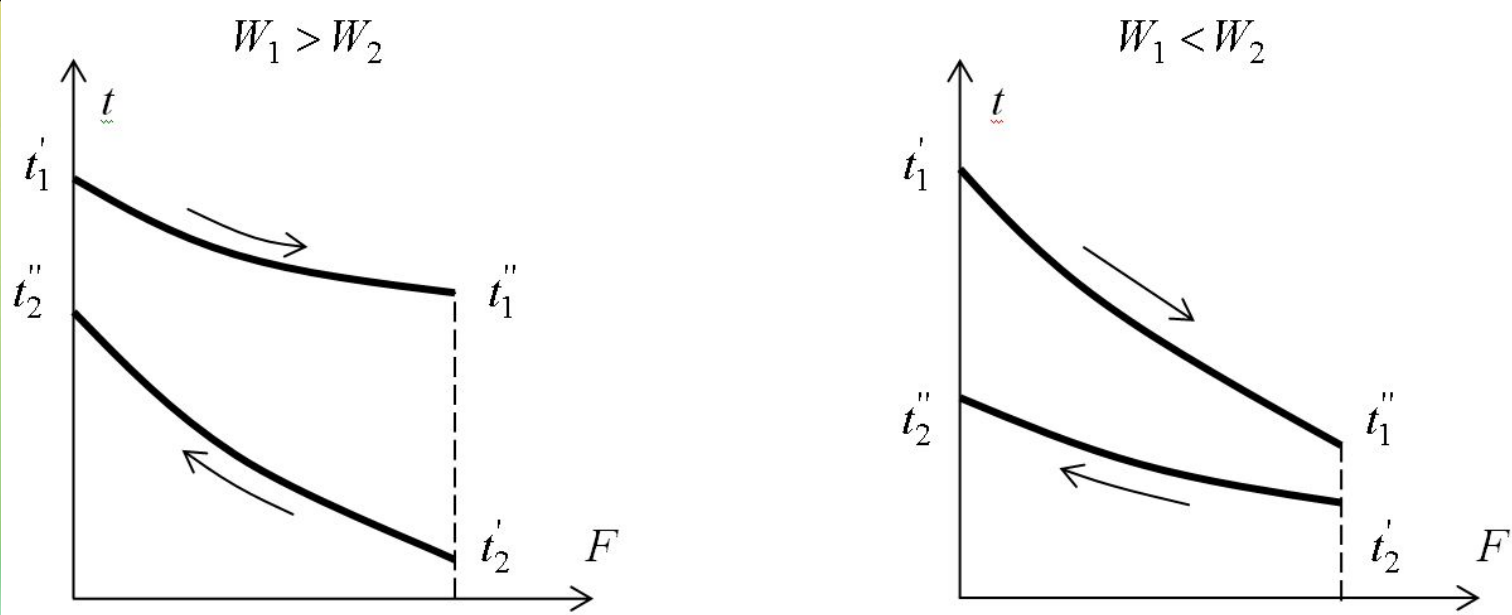


Рис.2 График изменения температур при противотоке

При противотоке (рис. 2) конечная температура холодной жидкости может быть значительно выше конечной температуры горячей жидкости. Следовательно, в аппаратах с противотоком можно нагреть холодную среду, до более высокой температуры, чем в аппаратах с прямотоком, при одинаковых начальных условиях. Кроме того, как видно из рисунков, наряду с изменениями температур изменяется также и разность температур между рабочими жидкостями, или температурный напор Δt .

Величины Δt и k можно принять постоянными только в пределах элементарной поверхности теплообмена dF . Поэтому уравнение теплопередачи для элемента поверхности теплообмена dF справедливо лишь в дифференциальной форме:

$$dQ = k \cdot dF \cdot \Delta t$$

После интегрирования тепловой поток, переданный через всю поверхность F при постоянном среднем коэффициенте теплопередачи k , определяется по формуле

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp}, \text{ Вт}$$

где Δt_{cp} - средний логарифмический температурный напор по всей поверхности нагрева.

Для аппаратов с прямотоком

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}}$$

Для аппаратов с противотоком

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t_1' - t_2'') - (t_1'' - t_2')}{\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'}}$$

Численное значение Δt_{cp} для аппаратов с противотоком при одинаковых условиях всегда больше Δt_{cp} для аппаратов с прямотоком, поэтому аппараты с противотоком имеют меньшие размеры.

Среднеарифметический температурный напор аппаратов с перекрёстным током рассчитывается, как для противотока с введением поправочных коэффициентов, полученных экспериментальным путём, которые приводятся в справочной литературе.

Уравнение массового расхода теплоносителя имеет вид

$$G = w f \rho,$$

где w , м/с - скорость движения теплоносителя,
 f , м² - площадь поперечного сечения потока теплоносителя,
 ρ , кг/м³ - плотность теплоносителя.

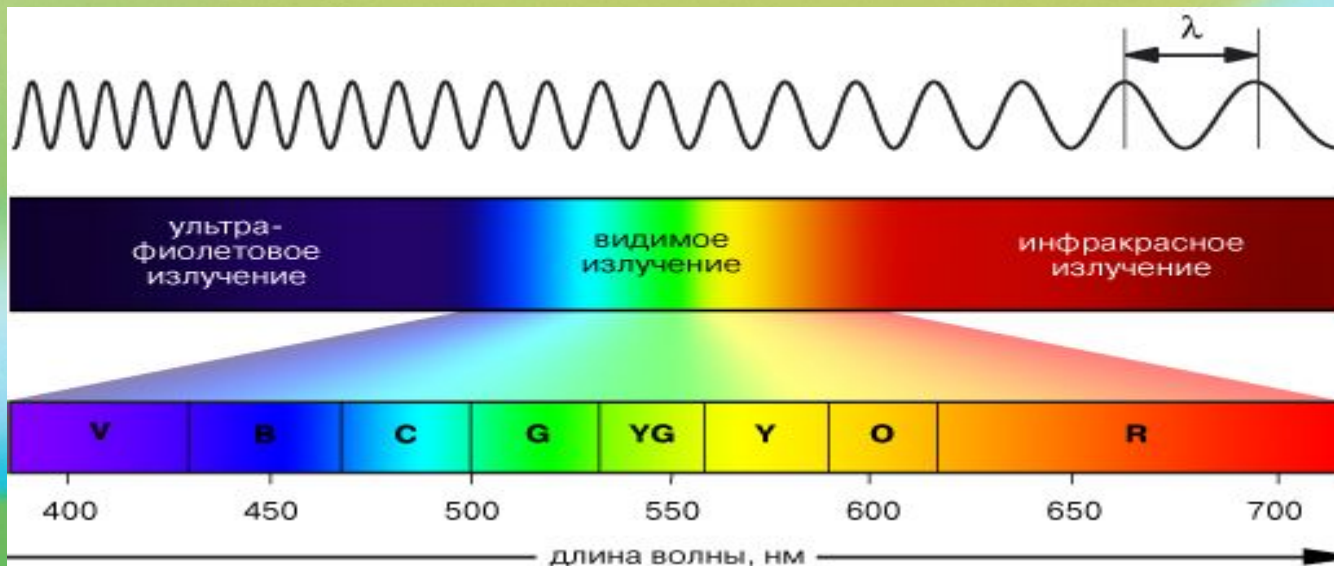
При движении теплоносителя по трубам пучка площадь поперечного сечения всех труб

$$f = \frac{\pi d^2}{4} \cdot n,$$

где n - число труб.

ТЕПЛОБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

Тепловое излучение - это процесс распространения внутренней энергии тела путем электромагнитных волн. К тепловому излучению относят инфракрасное и видимое излучение, диапазон длин волн которых $\lambda = 0,4 - 800$ мкм.



Диатермичной называется среда, которая сама не излучает и не поглощает энергию излучения, но пропускает все лучи (прозрачна). Диатермичными являются одно- и двухатомные газы. Трех- и многоатомные газы излучают и поглощают энергию. Так как в воздухе содержание таких газов пренебрежимо мало, то его считают диатермичной средой.

Твердые тела излучают энергию всех длин волн в данном диапазоне, т.е. имеют сплошной спектр излучения. Твердые тела излучают и поглощают энергию поверхностным слоем, поэтому интенсивность их излучения (поглощения) зависит от температуры и состояния поверхности (гладкая, шероховатая, черная, белая и т.д.).

В отличие от твердых и жидких тел **излучение газов** носит объемный характер, так как в нем участвуют все микрочастицы газа, заключенного в рассматриваемом объеме. Поэтому поглощательная способность газа изменяется в зависимости от плотности и толщины газового слоя. Чем больше плотность и толщина слоя газа, тем больше его поглощательная способность.

Излучение газов носит избирательный (селективный) характер. Они излучают и поглощают энергию только в определенных интервалах длин волн. В большей же части спектра газы являются прозрачными для теплового излучения. Для теплотехнических расчетов наибольший интерес представляют углекислый газ и водяной пар, образующийся при горении топлива.



□ Количество энергии излучения, переносимой за 1с через произвольную поверхность F, называется **поток**ом излучения и обозначается Q, Вт.

□ Поверхностная плотность потока интегрального излучения обозначается $q=Q/F$, Вт/м²

□ Поток излучения, соответствующий всему спектру излучения, называется **интегральным**.

□ Каждое тело не только излучает, но и поглощает лучистую энергию. Разность между поглощенной и собственной лучистой энергией называется результирующим излучением:

$$Q_{рез} = Q_{погл} - Q_{соб}$$

- При $Q_{рез} > 0$ температура тела увеличивается, и наоборот.
- При $Q_{рез} = 0$ температура тела не изменяется (состояние термического равновесия).

Основной закон поглощения

Излучать и поглощать могут твердые, жидкие и газообразные реальные тела конечной толщины. Если на какое-либо тело падает луч интенсивностью I_{λ_1} , то этот луч частично поглощается и выходит с другой стороны тела с интенсивностью I_{λ_2} , меньшей, чем I_{λ_1} . Коэффициент поглощения для луча с данной длиной волны определяется из уравнения

$$A_{\lambda} = \frac{I_{\lambda_1} - I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}}$$

Опыты показывают, что падение интенсивности dI_{λ} пропорционально начальной интенсивности I_{λ} , пути dx и зависит от свойств газа:

$$dI_{\lambda} = -kI_{\lambda} dx$$

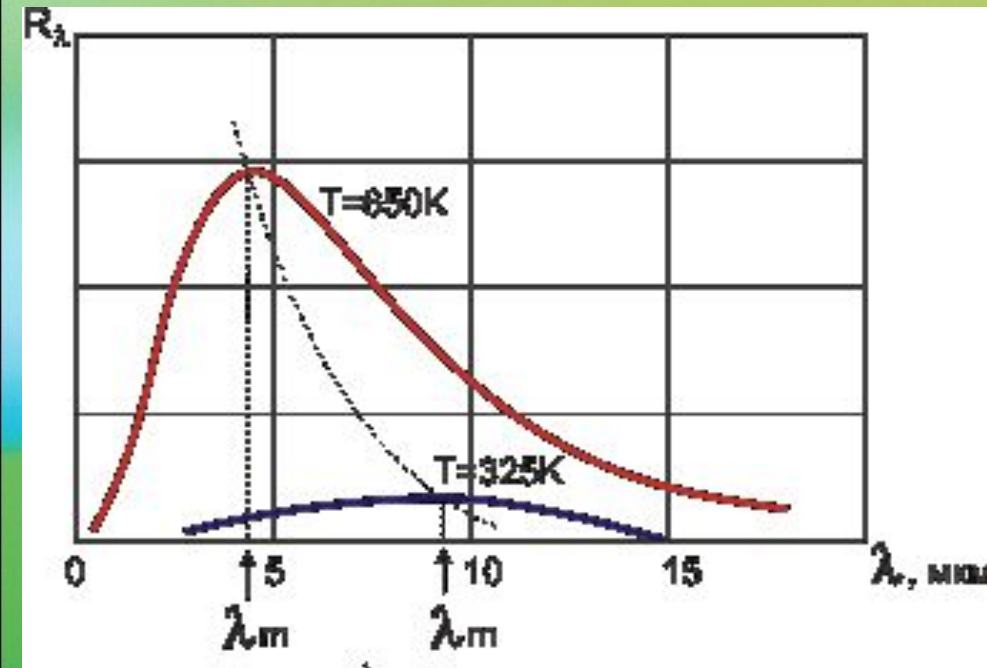
Знак «минус» в правой части указывает на убывание интенсивности. Коэффициент пропорциональности k , зависящий от физических свойств тела, температуры и длины волны, называется коэффициентом абсорбции, или коэффициентом поглощения вещества, для лучей с данной длиной волны; величина k имеет размерность $1/\text{м}$.

После соответствующих преобразований, получена зависимость для определения коэффициента поглощения $A_\lambda = 1 - \frac{1}{e^{ks}}$

Полученное уравнение показывает, что величина A_λ зависит от коэффициента абсорбции k и толщины слоя тела s . При толщине $s = 0$ коэффициент $A_\lambda = 0$, т. е. поглощение происходит в слое вещества конечной толщины. Если $s = \infty$, то $A_\lambda = 1$, т. е. слой большой толщины поглощает луч целиком, как абсолютно черное тело. На величину A_λ влияет также коэффициент абсорбции k . Если коэффициент k велик, то поглощение происходит в тонком поверхностном слое; если $k = 0$, то и $A_\lambda = 0$. В связи с этим состояние поверхности тела оказывает большое влияние на его поглощательную и излучательную способность.

Основной закон теплового излучения Планка устанавливает зависимость испускательной способности тела R от длины волны λ и температуры тела T .

$$R_{\lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT} - 1}$$



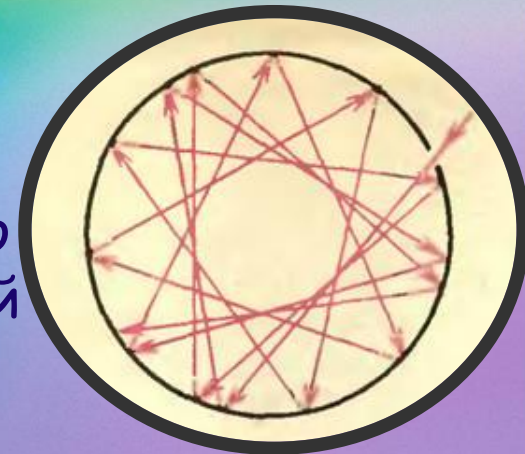
Зависимость R от длины волны при постоянной температуре показана на рисунке. Мощность излучения имеет максимум при некотором значении λ_{max} .

Закон Стефана - Больцмана устанавливает связь поверхностной плотности потока интегрального излучения абсолютно черного тела с его температурой

$$E_0 = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

где $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ - коэффициент излучения абсолютно черного тела. Индекс "0" указывает на то, что рассматривается излучение абсолютно черного тела.

Закон теплового излучения Кирхгофа. Отношение спектральной плотности энергетической светимости тела к его монохроматическому коэффициенту поглощения не зависит от материала тела (т. е. одинаково для всех тел) и равно спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела. Данная величина является функцией только температуры и частоты излучения.



Из закона Кирхгофа вытекает ряд следствий, имеющих важное практическое значение.

Первое следствие: из всех тел в природе наибольшей излучательной способностью обладает абсолютно черное тело.

Второе следствие: при равновесном излучении коэффициент поглощения численно равен степени черноты: $A = \epsilon$.



Третье следствие: если тело в каком-то интервале длин волн не поглощает энергию излучения, то оно в этом интервале длин волн и не излучает ее.



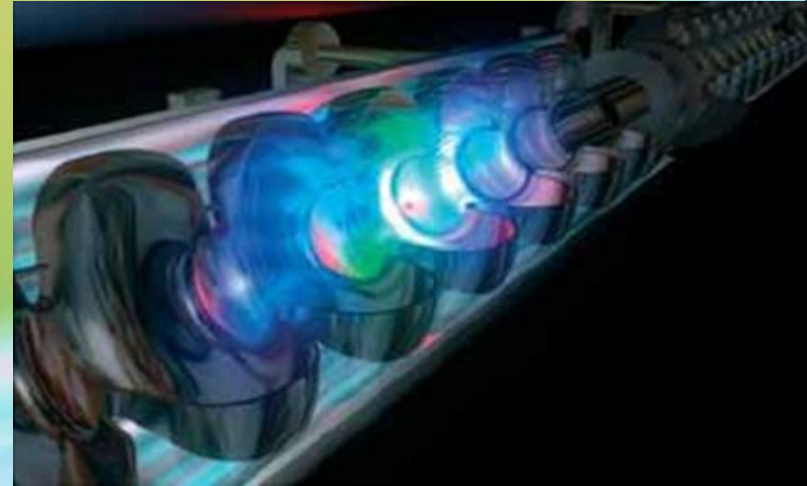
Закон Ламберта определяет угловое распределение равновесного излучения. Наибольшей интенсивностью обладает поток излучения по нормали к излучающей поверхности, его называют яркостью излучения:

$$B = E/\pi$$

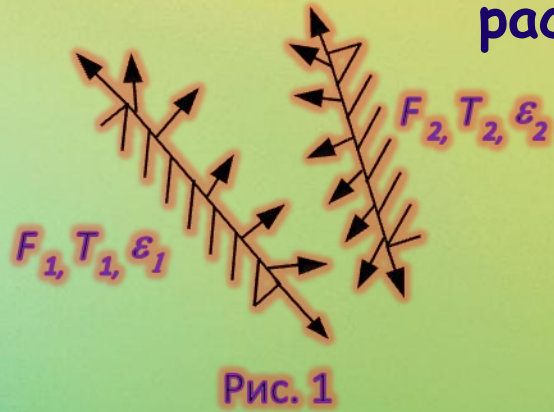
Интенсивность излучения в общем случае зависит от направления и является величиной, пропорциональной косинусу угла между направлением излучения и нормалью к поверхности тела:

$$E = B \cos \varphi.$$

Закон Ламберта строго справедлив лишь для поверхности абсолютно черного тела в состоянии равновесия.



Теплообмен излучением между двумя телами, произвольно расположенными в пространстве



Пусть имеем два тела, для которых даны площади излучающих поверхностей (F_1, F_2), температуры (T_1, T_2 , причем $T_1 > T_2$), степени черноты (ϵ_1, ϵ_2), рис. 1.

Излучение, посылаемое первым телом по всем направлениям полусферического пространства, - эффективное излучение ($Q_{\text{эф}1}$). Часть этого излучения, $Q_{F_1 \rightarrow F_2}$, попадает на второе тело.

Отношение $\frac{Q_{F_1 \rightarrow F_2}}{Q_{\text{эф}1}} = \varphi_{1-2}$ - коэффициент облученности второго тела

первым, или угловой коэффициент. Угловой коэффициент, $0 \leq \varphi \leq 1$, не зависит от свойств и температуры тел, а определяется только геометрическими параметрами: формой, размерами тел, расстоянием между телами и взаимной ориентацией их.

Аналогично для второго тела $\frac{Q_{F_2 \rightarrow F_1}}{Q_{\text{эф}2}} = \varphi_{2-1}$

Существуют аналитические, графические и экспериментальные методы определения угловых коэффициентов в различных системах тел. Для наиболее распространенных систем излучающих тел приводятся формулы для расчета угловых коэффициентов в справочниках.

Разность $Q_{F_1 \rightarrow F_2} - Q_{F_2 \rightarrow F_1} = Q$ и есть лучистый поток, передаваемый от первого тела ко второму.

$$Q = Q_{\phi_1} \phi_{1-2} - Q_{\phi_2} \phi_{2-1}, \quad Q_{\phi_1} = Q_{рез_1} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) + c_0 F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4,$$

$$Q_{\phi_2} = Q_{рез_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) + c_0 F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4, \quad Q_{рез_1} = -Q, \quad Q_{рез_2} = Q.$$

Решение системы данных уравнений дает следующие формулы для расчета теплообмена излучением между двумя телами, произвольно расположенными друг относительно друга в пространстве:

$$Q = c_0 \varepsilon_{np} \left[F_1 \phi_{1-2} \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - F_2 \phi_{2-1} \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (1)$$

где $\varepsilon_{np} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \phi_{1-2} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \phi_{2-1}}$ - приведенная степень черноты.

Теплообмен излучением между двумя телами, одно из которых расположено внутри другого

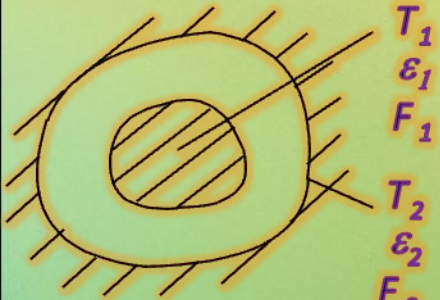


Рис. 2

T_1
 ε_1
 F_1 Дано: $T_1, \varepsilon_1, F_1, T_2, \varepsilon_2, F_2, T_1 > T_2$.

T_2
 ε_2
 F_2 Определить: поток излучения Q , Вт.

Внутреннее тело 1 все свое излучение посылает на тело 2. Тело 2 часть своего излучения посылает на тело 1, а остальное - на себя. Угловые коэффициенты $\phi_{1-2}=1, \phi_{2-1}=F_1/F_2$.

Подставив значения ϕ_{1-2} и ϕ_{2-1} в формулу (1), получим расчетные формулы для потока излучения Q в виде:

$$Q = c_0 \varepsilon_{np} F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}. \quad (3)$$

Проанализируем полученные формулы.

1. Если расстояние между телами мало ($F_1/F_2 \rightarrow 1$), то т.е. в этом случае можно пренебречь кривизной поверхности тел и рассчитывать лучистый поток по формулам для двух параллельных пластин.

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1},$$

2. Если поверхность внутреннего тела мала по сравнению с поверхностью оболочки ($F_1/F_2 \rightarrow 0$) то $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1$, а поток излучения определяется степенью черноты внутреннего тела

$$Q = c_0 \varepsilon_1 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (4)$$

3. Если оболочка удалена от излучающего тела и имеет температуру, равную температуре окружающей среды ($T_2 = T_{ж}$), то

$$Q = c_0 \varepsilon F \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ж}}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт.} \quad (5)$$

По этой формуле рассчитывают лучистый поток, передаваемый от любых нагретых тел в окружающую диатермичную среду.

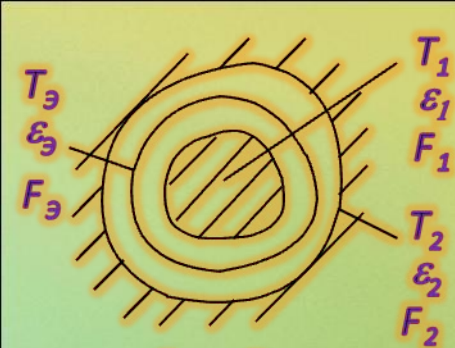


Рис. 3

Для уменьшения теплообмена излучением между телами ставят экраны (рис. 3).

При наличии между телами, одно из которых расположено внутри другого, и экранов лучистый поток рассчитывают по формуле (2), а приведенную степень черноты по формуле:

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{np1-2}} + \sum_{i=1}^n \frac{F_1}{F_{эi}} \left(\frac{2}{\varepsilon_{эi}} - 1 \right)}, \quad (6)$$

ε_{np1-2} рассчитывается по (3). Согласно (6) приведенная степень черноты, а следовательно, и поток излучения Q зависят от F_1 и $F_{эi}$, т.е. от расстояния между телом и экранами.

Использование экранов для защиты от излучения



В различных областях техники довольно часто встречаются случаи, когда требуется уменьшить передачу теплоты излучением. Например, нужно оградить рабочих от действия тепловых лучей в цехах, где имеются поверхности с высокими температурами. В других случаях, необходимо оградить деревянные части зданий от лучистой энергии в целях предотвращения воспламенения;

следует защищать от лучистой энергии, например, термометры, так как в противном случае они дают неверные показания.

Поэтому всегда, когда необходимо, уменьшить передачу теплоты излучением, прибегают к установке защитных экранов. Обычно экран представляет собой тонкий металлический лист с большой отражательной способностью. Температуры обеих поверхностей экрана можно считать одинаковыми.

Рассмотрим действие экрана между двумя плоскими безграничными параллельными поверхностями, причем передачей теплоты конвекцией будем пренебрегать. Поверхности стенок и экрана считаем одинаковыми. Температуры стенок T_1 и T_2 поддерживаются постоянными, причем $T_1 > T_2$. Допускаем, что коэффициенты лучеиспускания стенок и экрана равны между собой. Тогда приведенные коэффициенты излучения между поверхностями без экрана, между первой поверхностью и экраном, экраном и второй поверхностью равны между собой.



Используя формулу

$$Q = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F, \text{ Вт}$$

где T_1 и T_2 - температуры пластин, К;

F - поверхность пластины, м^2 ;

C_{np} - приведённый коэффициент лучеиспускания:

$$C_{np} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_s}}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$$

C_1, C_2, C_s - коэффициенты излучения пластин и абсолютно чёрного тела,

можно показать, что установка одного экрана при принятых условиях уменьшает теплоотдачу излучением в два раза:

$$q_{1-2} = 0,5q_0, \text{ Вт}/\text{м}^2$$

где q_0 - тепловой поток, передаваемый от первой поверхности ко второй (без экрана);

q_{1-2} - тепловой поток при установке экрана.

Можно доказать, что установка двух экранов уменьшает теплоотдачу втрое, установка трех экранов уменьшает теплоотдачу вчетверо и т.д.