МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧЕРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

«ИВАНОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
имени В.И. ЛЕНИНА»

Кафедра теоретических основ теплотехники

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Основы ТеплоМассоОбмена

Базовый курс лекций

Иваново 2011

УДК 621.167.1
Б94

Бухмиров В.В. Теоретические основы теплотехники. Основы ТеплоМассообмена/ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина».- Иваново, 2011.-68 с.

Главная цель настоящего краткого курса лекций заключается в освещении базовых понятий ТМО и рассмотрении физического смысла процессов тепломассообмена. Поэтому с учетом ограниченности объема издания математическое доказательство большинства утверждений исключено из пособия.

Лекции предназначены для студентов электроэнергетического и экономического факультетов ИГЭУ, изучающих краткий курс "Теоретические основы теплотехники", а также могут быть полезны для студентов заочного факультета и для всех студентов при самостоятельном изучении курса ТМО.

Илл. 11. Библиогр.:9 назв.

Печатается по решению редакц.- изд. Совета ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»

Рецензент
кафедра теоретических основ теплотехники ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина».

ВВЕДЕНИЕ

Теплотехника – наука (общетехническая дисциплина) о методах и способах получения, передачи и использования теплоты, а также о технических устройствах, реализующих эти методы и способы.

Теоретические основы теплотехники – раздел *теплотехники*, представляющий ее теоретическую базу.

Дисциплина «Теоретические основы теплотехники (ТОТ)» изучает тепловые процессы, происходящие в природе и технических устройствах, путем их математического описания и экспериментального исследования.

В теплотехнике рассматривают два способа использования теплоты: *энергетический* и *технологический*.

При *энергетическом* использовании теплота служит для получения *механической работы*, которую применяют либо непосредственно для привода механизмов, либо преобразуют в *электрическую работу* (электрическую энергию) в электрогенераторе.

При *технологическом* или *непосредственном* использовании теплоты она служит для создания условий протекания технологических процессов в технических устройствах различного назначения, для изменения физических свойств тел путем их нагревания или охлаждения, для создания комфортных условий жизни людей. К технологическому способу также относят использование теплоты в быту.

Процессы преобразования теплоты в механическую или электрическую работу изучает *техническая термодинамика* (ТТД).

Процессы непосредственного использования теплоты изучает дисциплина *теплообмен* (*теплопередача)*. Поскольку процессы теплообмена могут происходить одновременно с процессами массообмена, а законы переноса теплоты и массы аналогичны, то их изучение объединяют в одну дисциплину *Тепломассообмен* (ТМО).

При изучении любой технической дисциплины в основном используют два метода исследования: *феноменологический* и *статистический*.

Следуя *феноменологическому* методу среду, в которой происходят физические процессы, представляют, как непрерывное вещество без учета его внутреннего строения. При этом для описания всех процессов используют *макрофизические* величины, которые, как правило, можно измерить (температура, давление, скорость, тепловой поток) или вычислить (внутренняя энергия, энтальпия).

Статистический метод исследования рассматривает внутреннее строение вещества и использует понятия *микрофизической* природы (масса молекулы, число молекул и т.д.). Эта теория использует методы математической статистики и методы теории вероятности.

При изучении процессов тепломассообмена в основном используют феноменологический метод исследования.

РАЗДЕЛ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕПЛОМАССООБМЕНА

Тепломассообмен (ТМО) – наука о *самопроизвольных необратимых* процессах распространения теплоты в переменном поле температур и о *самопроизвольных необратимых* процессах распространения массы и переменном поле концентраций. В движущихся средах процессы ТМО зависят от скорости перемещения текучей среды.

Согласно второму закону термодинамики самопроизвольный процесс распространения теплоты происходит в сторону уменьшения температуры. Аналогично поток массы в переменном поле концентраций направлен в сторону убывания концентрации данного компонента смеси.

В отличие от методов термодинамического анализа, при изучении тепломассообмена рассматривают развитие процессов переноса в пространстве и во времени. В результате решения задачи тепломассообмена находят распределения температур, концентраций компонентов смеси, а также потоков теплоты и массы как функции координат и времени.

В базовом курсе ТМО в основном будем рассматривать процессы *теплообмена* в данном теле или системе тел, поэтому наша задача научиться рассчитывать *температурные поля и тепловые потоки* в пространстве и времени. Расчет *массообмена* рассмотрим кратко, используя свойство аналогии процессов переноса теплоты и массы.

§ 1.1. Температурное поле. Изотермическая поверхность

Температурное поле есть совокупность значений температуры во всех точках данной расчетной области и во времени.

Температурное поле будем обозначать $T(x_i, \tau)$, где x_i – координаты точки, м; τ – время, с.

Температуру измеряют в градусах Цельсия и в Кельвинах

$$T, K = T, {}^\circ C + 273{,}15; \quad T, {}^\circ C = T, K - 273{,}15. \qquad (1.1)$$

Изменение температуры (перепад температур) не зависит от системы единиц измерения температуры

$$\Delta T,\ K = \Delta T,\ {}^\circ C, \text{ т.к. } 1\ K = 1\ {}^\circ C.$$

Температурное поле характеризуют количеством координат и его поведением во времени.

В расчетах теплообмена используют ортогональную систему координат $x_i = x_1, x_2, x_3$, которая для декартовой, цилиндрической и сферической систем координат принимает вид:

$x_i = x, y, z$ – декартовая система координат (рис.1.1);

$x_i = r, \varphi, z$ – цилиндрическая система координат (рис.1.2);

$x_i = r, \varphi, \psi$ – сферическая система координат (рис.1.3).

В зависимости от числа координат различают *трехмерное*, *двумерное*, *одномерное* и *нульмерное* (*однородное*) температурные поля.

Температурное поле, которое *изменяется во времени*, называют *нестационарным* температурным полем. И, наоборот, температурное поле, которое *не изменяется во времени*, называют *стационарным* температурным полем.

Примеры записи температурных полей:

$T(x, y, z, \tau)$ – трехмерное нестационарное температурное поле;

$T(\tau)$ – нульмерное нестационарное температурное поле;

$T(x)$ – одномерное стационарное температурное поле;

$T \neq f(x_i, \tau) = \text{const}$ – нульмерное стационарное температурное поле, которое описывается термодинамической (равновесной) температурой системы.

Изотермическая поверхность – поверхность равных температур.

Свойства изотермических поверхностей:

а) изотермические поверхности не пересекаются;

б) в нестационарных процессах изотермические поверхности перемещаются в пространстве.

В кратком курсе ТМО будем рассматривать теплообмен в телах так называемой простой или классической формы. Таких тел три:

— бесконечная или неограниченная пластина – пластина, у которой толщина много меньше (в несколько раз) длины и ширины ($\delta << \ell_y, \ell_z$) и условия теплообмена на поверхности пластины одинаковы (рис. 1.1);

— бесконечный цилиндр – цилиндр, у которого диаметр много меньше (в несколько раз) длины цилиндра ($D << \ell_z$) и условия теплообмена на поверхности цилиндра одинаковы (рис. 1.2);

— шар или сфера при одинаковых условиях теплообмена на всей поверхности тела (рис. 1.3).

Изотермические поверхности в бесконечной пластине при одинаковых на обеих поверхностях пластины условиях теплообмена – это плоскости, параллельные плоскостям, образующим данную пластину (рис.1.1). Например, на всей центральной плоскости ABCD в данный момент времени существует температура T_0, а на внешних поверхностях пластины – температура T_w. Аналогично можно построить изотермические поверхности в виде плоскостей, параллельных образующим плоскостям пластины, для любой температуры в области ее изменения. На рис. 1.1 изображены изотермические поверхности для температуры T_1.

Изотермические поверхности в бесконечном цилиндре при одинаковых на всей его поверхности условиях теплообмена – соосные (коаксиальные) цилиндрические поверхности или, другими словами, вложенные друг в друга цилиндры (рис.1.2). Например, на всей внешней поверхности цилиндра существует температура T_w, а на цилиндрической поверхности радиусом r_1 – температура T_1. Аналогично можно построить изотермические поверхности для любой температуры в области ее изменения.

В шаре при одинаковых на всей его поверхности условиях теплообмена изотермические поверхности представляют собой вложенные друг в друга сферы (рис.1.3). Например, на внешней поверхности шара существует температура T_w, а на сферической поверхности радиусом r_1 – температура $T_{1.}$

§ 1.2. Градиент температурного поля

Градиент температурного поля или *градиент температуры* – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности, в сторону увеличения температуры и численно равный изменению температуры на единице длины:

$$\mathrm{grad}\,(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n}, \qquad (1.2)$$

где n – нормаль к изотермической поверхности; $\vec{n}_0$ – единичный вектор нормали.

Градиент температуры обозначают также символом $\nabla(T)$. В этом случае формулу (1.2) записывают в виде

$$\nabla(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n}, \qquad (1.3)$$

где ∇ – оператор Гамильтона ("набла") – символический вектор, заменяющий символ градиента.

Градиент температурного поля измеряют в градусах на метр: $^{\circ}\mathrm{C/м} = \mathrm{K/м} = \mathrm{град/м}$.

В декартовой системе координат градиент температурного поля имеет координаты:

$$\mathrm{grad}(T) = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{k}, \qquad (1.4)$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные векторы или орты в декартовой системе координат.

В цилиндрической системе координат градиент температурного поля имеет координаты

$$\mathrm{grad}(T) = \frac{\partial T}{\partial r}\vec{e}_r + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial \varphi}\vec{e}_\varphi + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{e}_z, \qquad (1.5)$$

где $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_z$ – единичные векторы в цилиндрической системе координат.

В сферической системе координат градиент температурного поля имеет координаты

$$\mathrm{grad}(T) = \frac{\partial T}{\partial r}\vec{e}_r + \frac{1}{r\cdot\sin\psi}\cdot\frac{\partial T}{\partial \varphi}\vec{e}_\varphi + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial \psi}\vec{e}_\psi, \qquad (1.6)$$

где $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_\psi$ – единичные векторы в сферической системе координат.

Градиент одномерного температурного поля в бесконечной пластине, бесконечном цилиндре и шаре рассчитывают по формулам:

$$\mathrm{grad}(T) = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i}, \qquad \mathrm{grad}(T) = \frac{\partial T}{\partial r}\vec{e}_r. \qquad (1.7)$$

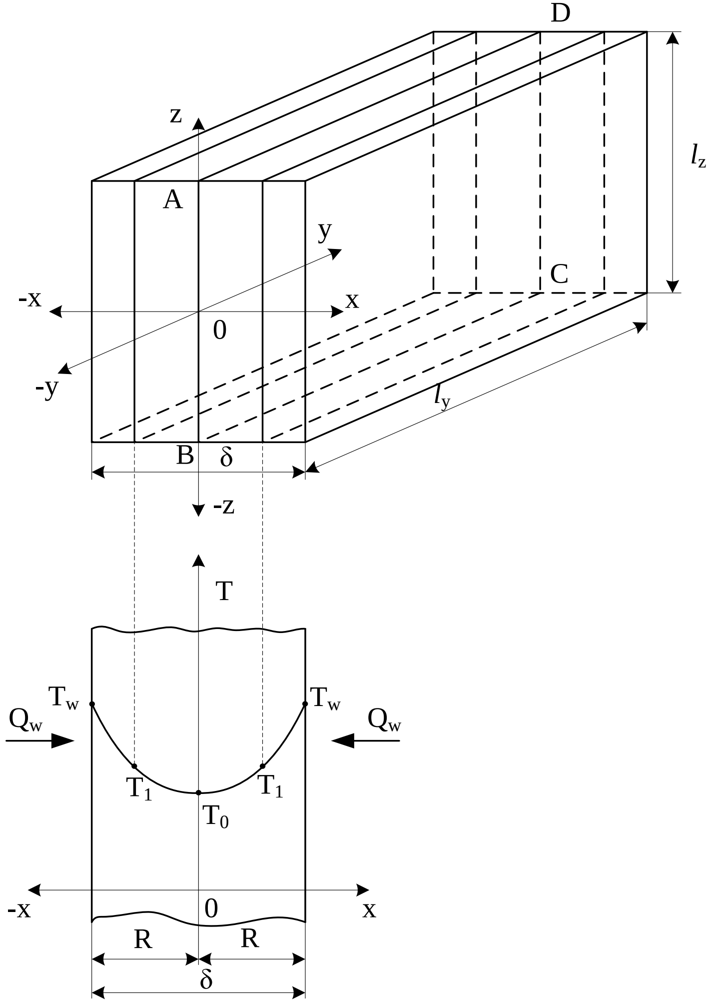


Рис. 1.1. Изотермические поверхности в бесконечной пластине:

$$\delta \ll \ell_x;\ \delta \ll \ell_z;$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x \neq 0} \neq 0;\ \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

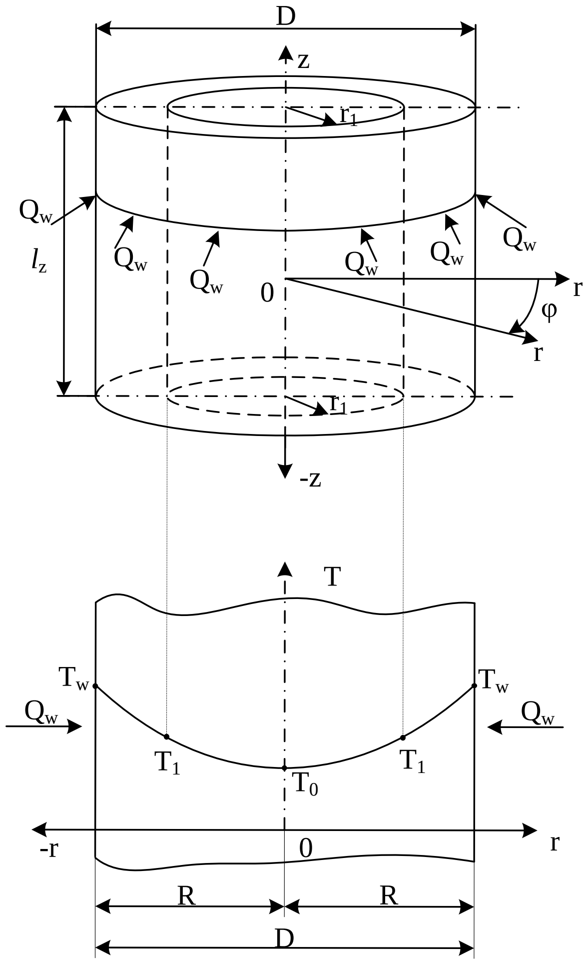


Рис. 1.2. Изотермические поверхности в бесконечном цилиндре:

$$D \ll \ell_z;$$

$$\frac{\partial T}{\partial r}\Big|_{r \neq 0} \neq 0; \ \frac{\partial T}{\partial \varphi} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

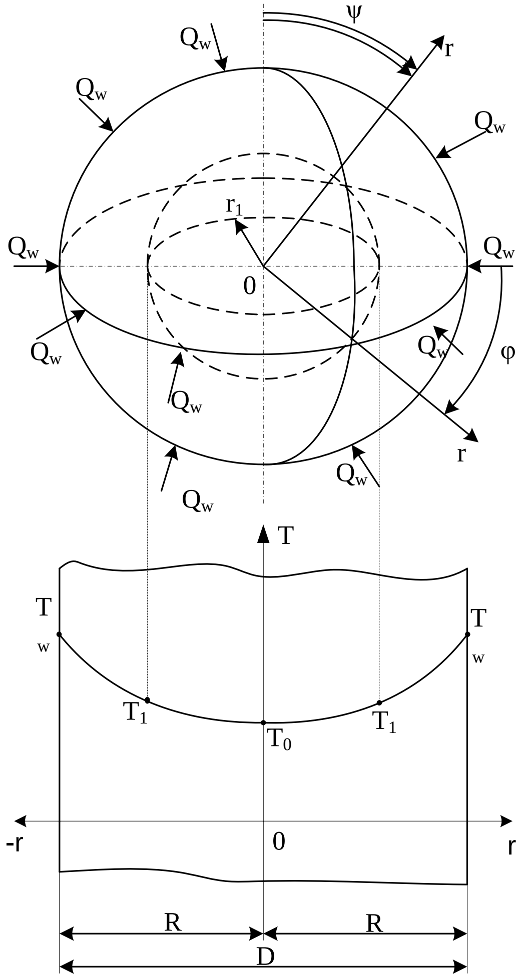


Рис. 1.3. Изотермические поверхности в шаре:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r\neq 0} \neq 0;\ \frac{\partial T}{\partial \varphi} = \frac{\partial T}{\partial \psi} = 0$$

§ 1.3. Количество теплоты. Тепловой поток. Удельные тепловые потоки

Количество теплоты – количество тепловой энергии, полученное или отданное телом (твердым, жидким или газообразным) или проходящее через это тело за заданное время **τ** в результате теплообмена.

Обозначают количество теплоты Q_τ и измеряют в системе СИ в джоулях (Дж) или в технической системе единиц в калориях (кал):

В инженерных расчетах принято считать:

$$1\ \text{кал} \approx 4{,}187\ \text{Дж}; \qquad 1\ \text{Дж} \approx 0{,}24\ \text{кал}.$$

При этом для анализа процессов в расчетах часто используют кратные Джоулю и калории единицы измерения:

1 кДж = 10^3 Дж; 1 ккал = 10^3 кал;
1 МДж = 10^6 Дж; 1 Мкал = 10^6 кал;
1 ГДж = 10^9 Дж; 1 Гкал = 10^9 кал.

Тепловой поток равен количеству теплоты, проходящему через заданную и нормальную к направлению распространения теплоты поверхность *в единицу времени*:

$$\vec{Q} = \overrightarrow{n_0}\,\frac{dQ_\tau}{d\tau}. \qquad (1.8)$$

Тепловой поток характеризует интенсивность теплообмена во времени или мощность теплообмена и поэтому его измеряют в Дж/с = Вт.

При стационарном режиме теплообмена и при одинаковых условиях теплообмена на поверхности тела тепловой поток не изменяется во времени и его рассчитывают по формуле:

$$Q = Q_\tau / \tau. \qquad (1.9)$$

В технической системе единиц тепловой поток измеряют в ккал/час. При этом:

$$1\ \frac{\text{ккал}}{\text{час}}=\frac{4187\ \text{Дж}}{3600\ \text{с}}=1{,}163\ \text{Вт};$$

$$1\ \text{Вт}=\frac{0{,}00024\ \text{ккал}}{1/3600\ \text{час}}=0{,}86\frac{\text{ккал}}{\text{час}}.$$

В расчетах теплообмена используют три удельных тепловых потока: поверхностную плотность теплового потока, линейную плотность теплового потока и объемную плотность теплового потока.

Поверхностная плотность теплового потока (q, Вт/м^2) – тепловой поток, отнесенный к площади поверхности тела.

Линейная плотность теплового потока (q_ℓ, Вт/м) – тепловой поток, отнесенный к длине протяженного тела с произвольным, но постоянным по длине поперечным сечением.

Объемная плотность теплового потока (q_v ,Вт/м^3) – тепловой поток, отнесенный к объему тела.

Поверхностная плотность теплового потока равна количеству теплоты, проходящему через заданную и нормальную к направлению распространению теплоты *единичную* площадку в *единицу времени* или тепловому потоку, проходящему через заданную *единичную* площадку

$$\vec{q}=\vec{n}_0\frac{d^2Q_\tau}{d\tau\ dF}=\frac{d\vec{Q}}{dF}, \tag{1.10}$$

где $\vec{n}_0$ – единичный вектор нормальный к изотермической поверхности; τ – время, с; F – площадь поверхности теплообмена, м^2.

В стационарном режиме и при одинаковых условиях теплообмена на всей поверхности тела:

$$q = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot F} = \frac{Q}{F} \quad . \tag{1.11}$$

Зная поверхностную плотность теплового потока, можно рассчитать тепловой поток и количество теплоты за время теплообмена τ

$$Q = q \cdot F \quad \text{и} \quad Q_\tau = q \cdot F \cdot \tau = Q \cdot \tau . \tag{1.12}$$

Линейная плотность теплового потока равна тепловому потоку, проходящему через боковую поверхность *единичной* длины протяженного тела с произвольным, но постоянным по длине поперечным сечением. В стационарном режиме и при одинаковых условиях теплообмена на всей поверхности тела

$$q_\ell = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot \ell} = \frac{Q}{\ell} \quad , \tag{1.13}$$

где τ – время, с; ℓ – длина протяженного тела, м.

Зная линейную плотность теплового потока, можно рассчитать тепловой поток и количество теплоты за время теплообмена τ

$$Q = q_\ell \cdot \ell \quad \text{и} \quad Q_\tau = q_\ell \cdot \ell \cdot \tau = Q \cdot \ell . \tag{1.14}$$

Удельные тепловые потоки q и q_ℓ связаны между собой следующим соотношением

$$q_\ell = q \cdot \Pi , \tag{1.15}$$

которое следует из равенства

$$Q = q_\ell \cdot \ell = q \cdot \Pi \cdot \ell ,$$

где Π – периметр протяженного тела, м.

Например, для трубы диаметром d периметр равен длине окружности ($\Pi = \pi d$) и формула (1.15) принимает вид

$$q_\ell = q \cdot \pi d. \tag{1.16}$$

Объемная плотность теплового потока характеризует мощность действия внутренних источников (стоков) теплоты и равна количеству теплоты, которое выделяется или поглощается внутри *единичного объема* тела *в единицу времени*. Объемная плотность теплового потока – величина скалярная и поэтому не имеет направления. В стационарном режиме теплообмена и при условии равномерного распределения внутренних источников (стоков) теплоты в объеме тела можем записать

$$q_v = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot V} = \frac{Q}{V}, \tag{1.17}$$

где τ – время, с; V– объем тела, м^3.

Зная q_v, можно рассчитать мощность теплообмена и количество теплоты за время действия источника τ

$$Q = q_v \cdot V \quad \text{и} \quad Q_\tau = q_v \cdot V \cdot \tau = Q \cdot \tau. \tag{1.18}$$

Внутренние источники (стоки) теплоты могут иметь различную форму (точечную, линейную, плоскую и т.д.) и действовать в разных областях тела в различные моменты времени с разной интенсивностью. Объемную плотность теплового потока q_v используют в расчетах теплообмена, возникающего вследствие протекания процессов другой физической природы (ядерных, электрических, механических, химических и др. процессов) с выделением или поглощением теплоты. Поэтому объемную плотность теплового потока q_v используют в расчетах теплообмена в ядерном реакторе, при прохождении электрического тока по проводнику с большим сопротивлением, при химических реакциях и т.п.

Величина q_v может быть как положительной (теплота выделяется), так и отрицательной (теплота поглощается).

§ 1.4.Элементарные способы передачи теплоты. Сложный теплообмен

В природе существуют три элементарных способа передачи теплоты: *теплопроводность* (*кондукция*), *конвекция* и *тепловое излучение* (*радиационный теплообмен*).

Теплопроводность (*кондукция*) – способ передачи теплоты за счет взаимодействия микрочастиц тела (атомов, молекул, ионов в электролитах и электронов в металлах) в переменном поле температур.

Теплопроводность происходит в твердых, жидких и газообразных телах. В твердых телах теплопроводность является единственным способом передачи теплоты. В вакууме теплопроводность отсутствует.

Конвекция – способ передачи теплоты за счет перемещения макрообъемов среды из области с одной температурой в область с другой температурой. При этом текучая среда (флюид) с более высокой температурой перемещается в область низких температур, а холодный флюид поступает в область высоких температур. В вакууме конвекция теплоты невозможна.

Конвекция теплоты всегда происходит совместно с теплопроводностью, так как макрообъемы текучей среды состоят из микрочастиц и существует неравномерное по пространству температурное поле. Передачу теплоты совместно теплопроводностью и конвекцией называют *конвективным теплообменом*, который уже не является элементарным способом передачи теплоты. Конвективный теплообмен относят к *сложному теплообмену*.

Тепловое излучение (радиационный теплообмен) – способ переноса теплоты в пространстве, осуществляемый в результате распространения электромагнитных волн, энергия которых при взаимодействии с веществом переходит в теплоту. Радиационный теплообмен связан с двойным преобразованием энергии: первоначально внутренняя энергия тела превращается в энергию электромагнитного излучения, а затем, после переноса энергии в пространстве электромагнитными волнами, происходит обратный переход лучистой энергии во внутреннюю энергию другого тела. Тепловое излучение вещества зависит от температуры тела (степени нагретости вещества). Поэтому все тела с температурой выше нуля Кельвина обладают собственным тепловым излучением. Для передачи теплоты излучением не требуется тело-посредник, т.е. лучистая энергия может передаваться в лучепрозрачной среде и в вакууме.

В природе и в технических устройствах все три способа передачи теплоты могут происходить одновременно или в комбинации друг с другом. Такой теплообмен называют *сложным теплообменом*.

При этом совместную передачу теплоты теплопроводностью и конвекцией называют *конвективным теплообменом*. Совместную передачу теплоты излучением и теплопроводностью называют *радиационно-кондуктивным теплообменом*. Совместную передачу теплоты излучением, конвекцией и теплопроводностью называют *радиационно-конвективным теплообменом*.

§ 1.5. Расчет тепловых потоков в процессе теплообмена

Рассмотрим расчет теплового потока в области с заданным температурным полем в процессе теплопроводности, конвективного теплообмена и теплового излучения.

А. Теплопроводность

В 1807 году французский ученый Фурье (Fourier) установил, что в каждой точке тела в процессе теплопроводности существует однозначная связь между тепловым потоком и градиентом температуры

$$\vec{Q} = -\lambda \cdot \mathrm{grad}(T) \cdot F, \qquad (1.19)$$

где Q – тепловой поток, Вт; grad(T) – градиент температурного поля, К/м; F – площадь поверхности теплообмена, $м^2$; λ – *коэффициент теплопроводности*, Вт/(м·К).

Закон Фурье для поверхностной плотности теплового потока имеет вид

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \mathrm{grad}(T). \qquad (1.20)$$

Знак минус в записи закона Фурье (1.19) и (1.20) показывает, что векторы теплового потока и градиента температуры направлены в противоположные стороны. Градиент температурного поля направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры, а тепловой поток, наоборот,– в сторону ее убывания.

Коэффициент теплопроводности λ характеризует способность данного тела (вещества) проводить теплоту. Коэффициент теплопроводности веществ определяют экспериментально и приводят в справочной литературе.

Закон Фурье справедлив для нестационарных и стационарных процессов теплопроводности в твердых, жидких и газообразных телах.

Б. Конвективный теплообмен

Конвекция теплоты в текучих средах всегда протекает совместно с теплопроводностью. Поэтому плотность теплового потока при конвективном теплообмене *в каждой точке* текучей среды рассчитывают по формуле

$$q_{кто} = q_{конд} + q_{конв} = -\lambda_f \cdot \nabla T + \rho \vec{w} \cdot h, \qquad (1.21)$$

где $q_{кто}$ – плотность теплового потока при конвективном теплообмене, Вт/м^2; $q_{конд}$ – плотность теплового потока при кондуктивном (за счет теплопроводности) теплообмене в текучей среде, Вт/м^2; $q_{конв}$ – плотность теплового потока за счет конвекции текучей среды (флюида), Вт/м^2; λ_f – коэффициент теплопроводности флюида, Вт/(м·К); ∇T – градиент температурного поля флюида, К/м; ρ – плотность флюида, кг/м^3; $\vec{w}$ – скорость движения флюида, м/с; $h = c_p T$ – удельная энтальпия флюида, Дж/кг; c_p – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К); T – температура, ºС или К.

Из анализа формулы (1.21) следует, что для расчета теплового потока при конвективном теплообмене необходимо предварительно рассчитать не только температурное поле текучей среды, но ее поле скорости.

Конвективный тепловой поток, получаемый или отдаваемый однофазным теплоносителем в техническом устройстве, при изменении его температуры на конечную величину δT равен

$$Q = G \cdot c_p \delta T = \rho \dot{V} \cdot c_p \delta T, \qquad (1.22)$$

где $G = \rho \overline{w} \cdot f$ – массовый расход теплоносителя, кг/с; $\dot{V} = G / \rho = \overline{w} \cdot f$ – объемный расход теплоносителя, м^3/с; $\overline{w}$ – средняя скорость течения флюида, м/с; f – площадь поперечного сечения канала, в котором движется теплоноситель, м^2; c_p – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К); δT – изменение температуры теплоносителя в процессе теплообмена, ºС или К.

Конвективный тепловой поток, получаемый или отдаваемый текучей средой, при изменении ее агрегатного состояния (жидкость ↔ газ) рассчитывают по формуле

$$Q = G \cdot r, \tag{1.23}$$

где G – массовый расход флюида, кг/с; r – скрытая теплота фазового перехода, Дж/кг.

В. Теплообмен излучением

Энергия теплового излучения, падающего на тело, может поглощаться телом, отражаться от тела или проходить через данное тело. Тело, которое поглощает всю падающую на него лучистую энергию, называют абсолютно черным телом (АЧТ). Отметим, что при данной температуре АЧТ и излучает максимально возможное количество энергии.

Плотность потока собственного излучения тела называют его *лучеиспускательной способностью* или *интегральной интенсивностью излучения*. Лучеиспускательная способность АЧТ подчиняется закону Стефана–Больцмана

$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4 = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4, \tag{1.24}$$

где E_0 – лучеиспускательная способность АЧТ, Вт/м^2; σ_0 = 5,67·10^{-8} Вт/(м^2·К^4) – постоянная Стефана – Больцмана; c_0 = 5,67 Вт/(м^2·К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела; T – абсолютная температура АЧТ, К.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Собственное излучение реальных тел заменяют излучением *серого тела*. Расчет лучеиспускательной способности *серого тела* выполняют по формуле

$$E = \varepsilon \cdot E_0. \tag{1.25}$$

И с учетом закона Стефана – Больцмана (1.24) получаем

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon\sigma_0 \cdot T^4; \qquad (1.26)$$

или

$$E = \varepsilon c_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 = c \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4, \qquad (1.27)$$

где E – лучеиспускательная способность серого тела, Вт/м^2; ε – интегральная степень черноты серого тела ($0 \le \varepsilon \le 1$); $c = \varepsilon \cdot c_0$ – коэффициент излучения серого тела, Вт/(м^2·К^4).

Степень черноты твердых тел определяют экспериментально и в зависимости от физических свойств тела, его температуры и шероховатости поверхности приводят в справочниках. Степень черноты лученепрозрачных газов рассчитывают в зависимости от состава газа, размеров газового объема и его температуры на основе экспериментальных данных, приведенных в справочной литературе, как правило, в графическом виде.

Тепловой поток собственного излучения тела рассчитывают по формуле

$$Q = E \cdot F_w = \varepsilon\sigma_0 T^4 \cdot F_w, \qquad (1.28)$$

где F_w – площадь поверхности твердого тела или поверхности газовой оболочки, м^2.

§ 1.6. Теплоотдача

Теплоотдача – это процесс сложного теплообмена на границе раздела фаз:

— между твёрдой стенкой и окружающей средой;

— между капельной жидкостью и окружающей средой.

Процесс теплоотдачи между капельной жидкостью и окружающей средой (газом), как правило, сопровождается массообменом.

Под окружающей средой понимают:
— при *конвективной* теплоотдаче любую текучую среду (жидкость или газ):
— при *лучистой* теплоотдаче либо излучающую и поглощающую газовую среду, либо систему твердых тел (оболочку) разделенных лучепрозрачной средой с данным твердым телом.

График температурного поля при *теплоотдаче* между твердой стенкой и окружающей текучей средой показан на рис. 1.4. Температура текучей среды изменяется в очень узкой области, которую называют *тепловым пограничным слоем*.

Заметим, что в зависимости от соотношения температур стенки T_w и флюида T_f тепловой поток Q может поступать на тело при условии $T_f > T_w$ или уходить с поверхности тела, если $T_f < T_w$.

Конвективная теплоотдача происходит за счет конвективного теплообмена и в чистом виде имеет место при омывании твердых поверхностей различной формы лученепрозрачной капельной жидкостью.

Конвективная теплоотдача может происходить одновременно с изменением агрегатного состояния теплоносителя, которое сопровождается выделением (при конденсации) или поглощением (при кипении и испарении) теплоты фазового перехода.

Лучистая (*радиационная) теплоотдача* имеет место при радиационном теплообмене между стенкой и излучающим (поглощающим) газом, а также между стенкой и твердой оболочкой, заполненной лучепрозрачным газом. В чистом виде лучистая теплоотдача наблюдается при радиационном теплообмене в вакууме или сильно разреженных газах.

Наиболее часто сложный теплообмен на границе раздела фаз происходит одновременно за счет конвективного теплообмена и теплового излучения. Такой процесс сложного теплообмена называют *радиационно - конвективной теплоотдачей.*

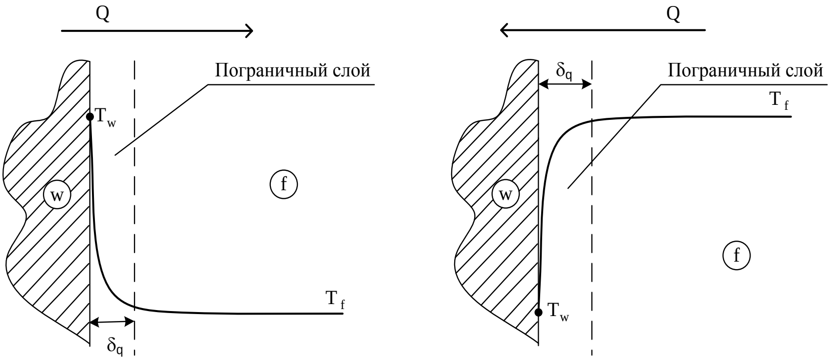


Рис. 1.4. Схема процесса теплоотдачи:
T_w – температура стенки; T_f – температура текучей среды;
δ_q – толщина теплового пограничного слоя

Расчет *теплоотдачи* заключается в определении теплового потока, которым обмениваются стенка и окружающая среда. В инженерных расчетах тепловой поток при теплоотдаче находят по закону теплоотдачи Ньютона (1701 г.)

$$Q = \alpha \cdot \left| T_f - T_w \right| \cdot F_w, \qquad (1.29)$$

где Q – тепловой поток, Вт; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); T_f и T_w – температуры текучей среды и стенки (поверхности раздела фаз), ^{o}С или К; F_w – площадь поверхности теплообмена, м^2.

При заданных геометрических размерах системы теплообмена, известных температурах стенки и текучей среды задача расчета теплового потока сводится к определению коэффициента теплоотдачи α.

Коэффициент теплоотдачи α *не имеет физического смысла* и является коэффициентом пропорциональности в законе теплоотдачи Ньютона.

Коэффициент *конвективной* теплоотдачи $\alpha_к$ можно найти экспериментально, следуя правилам и требованиям *теории подобия*, либо по уравнениям подобия (критериальным уравнениям), которые были получены другими учеными в результате обработки многочисленных экспериментальных данных. Критериальные уравнения приведены в справочниках и учебниках по тепломассообмену и будут рассмотрены ниже.

Коэффициент *лучистой* теплоотдачи $\alpha_л$ от газа к твердой стенке рассчитывают по формуле

$$\alpha_л = \frac{Q_w}{(T_f - T_w)\cdot F} = \frac{\varepsilon_{пр}\sigma_0(T_f^4 - T_w^4)}{(T_f - T_w)}, \qquad (1.30)$$

где Q_w – результирующий тепловой поток излучением от газа на стенку, Вт; $T_г$ и T_w – температуры газа и стенки, К; F_w – площадь поверхности стенки, м^2; $\varepsilon_{пр}$ – приведенная степень черноты.

Приведенную степень черноты в системе газ – стенка $\varepsilon_{пр}$ рассчитывают по формуле Нуссельта:

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\dfrac{1}{\varepsilon_г} + \dfrac{1}{\varepsilon_w} - 1}, \qquad (1.31)$$

где $\varepsilon_г$ и ε_w – степень черноты газа и стенки соответственно.

Коэффициент *лучистой* теплоотдачи $\alpha_л$ от окружающей твердой оболочки к стенке рассчитывают по формулам (1.30) и (1.31), заменяя температуру газа на температуру оболочки и степень черноты газа на степень черноты поверхности оболочки.

Тепловой поток при *радиационно-конвективной* теплоотдаче от газа к стенке или от стенки к газу находят по формуле

$$Q = Q_к + Q_л = (\alpha_к + \alpha_л) \cdot \left| T_г - T_w \right| \cdot F_w . \qquad (1.32)$$

§1.7. Основные понятия массообмена

В природе наблюдается аналогия процессов переноса теплоты и массы, поэтому определения основных параметров и законов массообмена аналогичны определениям параметров и законов теплообмена.

При наличии в среде неоднородного поля концентраций i – го компонента смеси происходит *самопроизвольный* и *необратимый* процесс переноса массы этого компонента в направлении уменьшения его концентрации, т.е. происходит процесс *массообмена*.

Расчет *массообмена* заключается в определении *поля концентраций* компонент смеси и *потоков массы* компонент смеси.

В расчетах массообмена используют объемную (парциальную плотность) и массовую (относительную) концентрации. По определению объемная концентрация (парциальная плотность) ρ_i (кг/м^3) и относительная массовая концентрация C_i (кг/кг) i – того компонента смеси равны

$$\rho_i = \frac{M_i}{V_{см}} ; \qquad (1.33)$$

$$C_i = \frac{M_i}{M_{см}}, \tag{1.34}$$

где $V_{см}$ – объем смеси,м^3; $M_{см}$ – масса смеси, кг.

Поле концентраций i – го компонента смеси есть совокупность значений концентраций этого компонента во всех точках данной расчетной области и во времени.

В зависимости от способа задания концентрации поле концентраций i – го компонента смеси обозначают $\rho_i(x_j, \tau)$ или $C_i(x_j, \tau)$.

Поле концентрации в зависимости от числа координат x_j может быть трехмерным, двумерным и одномерным. Поле концентрации, изменяющееся во времени τ, называют *нестационарным* и, наоборот поле концентраций не изменяющееся с течением времени – *стационарным*.

Сравнивая выражения (1.33) и (1.34), получим связь относительной (массовой) концентрации i – го компонента смеси C_i и его парциальной плотности (объемной концентрации) ρ_i:

$$C_i = \rho_i / \rho \quad \text{или} \quad \rho_i = \rho C_i, \tag{1.35}$$

где $\rho = M_{см} / V_{см}$ – плотность смеси, кг/м^3.

Для количественного описания переноса массы используют понятия *потока массы* и *плотности потока массы* данного компонента смеси.

Поток массы i – го компонента смеси равен массе этого компонента, которая проходит через заданную и нормальную к направлению распространения массы поверхность в *единицу времени*:

$$\overrightarrow{m_i} = \overrightarrow{n_0} \frac{dM_i}{d\tau}, \tag{1.36}$$

где $\vec{m}_i$ – поток массы i – го компонента смеси, кг/с; $\vec{n}_0$ – единичный вектор нормали; M_i – масса i – го компонента смеси, кг; τ – время, с.

Плотность потока массы i – го компонента смеси равна массе этого компонента, которая проходит через заданную и нормальную к направлению распространения массы *единичную* площадку в *единицу времени* или равна потоку массы, проходящему через заданную *единичную* площадку

$$\vec{j}_i = \vec{n}_0 \frac{d^2 M_i}{d\tau \cdot dF} = \frac{d\vec{m}}{dF}, \qquad (1.37)$$

где j_i – плотность потока массы i – го компонента смеси, кг/(с·м^2); F – площадь поверхности массообмена, м^2.

При стационарном режиме массообмена и при одинаковых условиях массообмена на всей поверхности F поток массы и плотность потока массы не изменяются во времени, поэтому их рассчитывают по формулам

$$m_i = M_i / \tau; \qquad j_i = M_i /(\tau \cdot F) = m_i / F. \qquad (1.38)$$

Также как и при переносе теплоты, в природе существуют два механизма массопереноса: *диффузионный* и *конвективный*.

Согласно молекулярно-кинетической теории механизм диффузии компонент смеси заключается во взаимном проникновении микрочастиц (атомов, молекул, ионов) разных сортов в результате их движения в сторону уменьшения своей концентрации. При наличии переменного поля концентраций диффузия существует в твердых, жидких и газообразных средах. В случае раздельно протекающих процессов теплообмена и массообмена связь между плотностью потока массы и полем концентрации устанавливает закон Фика

$$\vec{j}_i = -D_i \cdot \mathrm{grad}(\rho_i) \tag{1.39}$$

или

$$\vec{j}_i = -\rho D_i \cdot \mathrm{grad}(C_i), \tag{1.40}$$

где D_i – коэффициент диффузии i – го компонента смеси, м^2/с; $\mathrm{grad}(\rho_i)$ – градиент парциальной плотности, (кг/м^3)/м; $\mathrm{grad}(C_i)$ – градиент относительной концентрации, (кг/кг)/м.

Знак минус в формулах (1.39) и (1.40) указывает на противоположные направления потока массы и градиента концентрации.

Градиент концентрации i – го компонента смеси – вектор, направленный по нормали к поверхности равных концентраций в сторону увеличения концентрации и численно равный изменению концентрации на единицу длины.

При движении смеси совместно с диффузией происходит конвективный массоперенос. В этом случае плотность потока массы i – го компонента смеси равна сумме диффузионной и конвективной его составляющих

$$\vec{j}_{i,\text{КМО}} = \vec{j}_{i,\text{дифф}} + \vec{j}_{i,\text{конв}} = -\rho D_i \cdot \mathrm{grad}(C_i) + \rho\vec{w} \cdot C_i, \tag{1.41}$$

где $j_{i,\text{КМО}}$ – плотность потока массы при конвективном массообмене, кг/(м^2·с); $\vec{j}_{i,\text{дифф}}$ – плотность молекулярного диффузионного потока массы, кг/(м^2·с); $\vec{j}_{i,\text{конв}} = \rho\vec{w} \cdot C_i$ – плотность конвективного потока массы, кг/(м^2·с); $\vec{j} = \rho\vec{w}$ – плотность потока массы смеси, кг/(м^2·с); C_i,– массовая (относительная) концентрация i – го компонента смеси, кг/кг.

Если в расчетах массообмена используют парциальную плотность i – го компонента смеси ρ_i, то в этом случае формула (1.41) принимает вид

$$\vec{j}_{i,\text{КМО}} = \vec{j}_{i,\text{дифф}} + \overrightarrow{j_{i,\text{конв}}} = -D_i \cdot \operatorname{grad}(\rho_i) + \vec{w} \cdot \rho_i\,. \qquad (1.42)$$

Конвективный массообмен может происходить как в объеме жидкого и газообразного тела, так и на границе раздела фаз. В этом случае говорят о процессе *массоотдачи*.

Массоотдача – это процесс массообмена на границе раздела фаз:

— между твёрдой стенкой и окружающей текучей средой (капельной жидкостью или газом);

— между капельной жидкостью и газом.

Аналогично закону теплоотдачи Ньютона закон массоотдачи записывают в виде

$$j_{i,w} = \beta \cdot \left|\rho_{i,f} - \rho_{i,w}\right| = \beta \cdot \rho \left|C_{i,f} - C_{i,w}\right|, \qquad (1.43)$$

где $j_{i,w}$ – плотность потока массы i – го компонента смеси, поступающего на поверхность или уходящего с поверхности, кг/(м^2·с); β – коэффициент массоотдачи, м/с; $\rho_{i,f}$ и $\rho_{i,w}$ – парциальные плотности i – го компонента смеси в текучей среде и на поверхности раздела фаз, кг/м^3; $C_{i,f}$ и $C_{i,w}$ – массовые (относительные) концентрации i – го компонента смеси в текучей среде и на поверхности раздела фаз, кг/кг; ρ – плотность смеси, кг/м^3.

Значения коэффициентов массоотдачи в инженерных расчетах находят по эмпирическим формулам, полученным в результате обработки многочисленных экспериментальных данных.

§1.8. Классификация задач тепломассообмена

Классификация позволяет на стадии постановки задачи выявить основные признаки процесса тепломассообмена и использовать математический аппарат, который необходим для решения данной конкретной задачи. Поэтому классификация должна быть обязательным элементом любого научного или инженерного исследования.

Задачи тепломассообмена можно объединить в разные группы в зависимости от критерия анализа.

Во-первых, трудоемкость решения задачи зависит от *размерности* задачи. Различают нуль-, одно-, дву- или трехмерные постановки задачи. При постановке задачи необходимо учитывать и *систему координат:* декартовую, цилиндрическую или сферическую систему.

Во-вторых, все задачи тепломассообмена можно разделить на *стационарные* и *нестационарные* в зависимости от того, изменяются или нет поля температур, и поля концентраций во времени.

В-третьих, задачи тепломассообмена подразделяют на *линейные* и *нелинейные*. В нелинейных задачах тепломассообмена учитывают зависимость физических коэффициентов вещества (плотности, теплоемкости, теплопроводности) от температуры и коэффициентов диффузии от концентрации. В нелинейных задачах также учитывают и нелинейный характер условий тепломассообмена на границе тела.

Точность решения нелинейных задач значительно выше, чем линейных, однако при этом существенно возрастает и сложность реализации алгоритма решения.

В-четвертых, задачи тепломассообмена подразделяют на задачи *внутреннего ТМО,* или *внутренние* задачи, задачи *внешнего ТМО,* или *внешние* задачи и задачи *сопряженного ТМО,* или *сопряженные* задачи.

Внутренними задачами теплообмена называют задачи расчета температурных полей и потоков теплоты в твердых телах, формируемых в процессе теплопроводности. При этом условия теплообмена на границах тела известны.

Аналогично в*нутренними* задачами массообмена называют задачи расчета концентрационных полей и потоков массы в твердых телах, формируемых в процессе молекулярной диффузии. При этом условия массообмена на границах тела известны.

Внешними задачами теплообмена называют задачи расчета температурных полей и потоков теплоты в текучей среде, окружающей твердое тело, и формируемых за счет процессов конвективного или лучисто-конвективного теплообмена. При этом условия теплообмена на границах области, занимаемой флюидом, известны.

Аналогично *внешними* задачами массообмена называют задачи расчета концентрационных полей и потоков массы в текучей среде, окружающей твердое тело, и формируемых за счет процессов молекулярной и конвективной диффузии. При этом условия массообмена на границах области, занимаемой флюидом, известны.

Деление задач тепломассообмена на *внешние* и *внутренние* – условная операция, которую выполняют в целях упрощения решения *сопряженной* задачи тепломассообмена. При решении сопряженной задачи тепломассообмена учитывают взаимное влияние внутреннего и внешнего процессов переноса теплоты и массы путем согласования условий тепломассообмена на границе раздела фаз.

К *сопряженным* задачам относят и задачи, учитывающие взаимное влияние процессов переноса теплоты и массы. При наличии в смеси градиентов температуры происходит разделение компонентов смеси по молекулярной массе – возникает термодиффузия (эффект Сорé). При наличии массообмена вследствие различия теплоемкостей компонентов смеси возникает диффузионный тепловой поток (эффект Дюфó).

К *сопряженным* задачам тепломассообмена также относят задачи расчета совместного протекания процессов тепломассообмена и процессов другой физической природы. Например, взаимное влияние температурных и электромагнитных полей при индукционном нагреве или взаимное влияние температурного поля и поля упругих или пластических деформаций, возникающих при нагреве (охлаждении) или при механическом воздействии на твердое тело.

В-пятых, задачи *внутреннего* тепломассообмена подразделяют на *прямые* и *обратные* в зависимости от заданных (входных) и искомых (выходных) параметров.

В *прямых* задачах по заданным условиям однозначности (размерам тела, времени процесса, теплофизическим или диффузионным свойствам, начальному распределению температуры или концентрации, коэффициентам тепло- или массоотдачи на внешней границе тела) рассчитывают поле температур или поле концентраций и соответственно потоки теплоты или потоки массы.

В *обратных* задачах тепломассообмена по известному из эксперимента температурному полю или полю концентраций определяют (восстанавливают) одно из условий однозначности.

В-шестых, задачи *радиационного* теплообмена в системе твердых тел и газовых объемов в зависимости от входных и выходных параметров подразделяют на *прямые*, *обратные* и *смешанные*.

В *прямых* задачах радиационного теплообмена заданными (входными) параметрами считают температуры твердых поверхностей и газовых объемов, а искомыми (выходными) параметрами – тепловыделения в газовых объемах и результирующие тепловые потоки на твердых поверхностях.

В *обратных* задачах радиационного теплообмена, наоборот, заданными (входными) параметрами считают тепловыделения в газовых объемах и результирующие тепловые потоки на твердых поверхностях, а искомыми (выходными) параметрами – температуры твердых поверхностей и газовых объемов.

В *смешанных* задачах радиационного теплообмена для одних газовых объемов и твердых поверхностей входными параметрами являются температуры, а выходными – тепловыделения и результирующие тепловые потоки; для других газовых объемов и твердых поверхностей, наоборот, заданы тепловыделения или результирующие тепловые потоки, а требуется найти температуры.

В заключение заметим, что существует постановка задачи расчета *радиационного* теплообмена, при которой в газовых объемах заданы *функциональная зависимость* между тепловыделениями и температурами объемных зон и *функциональная зависимость* между результирующими тепловыми потоками и температурами для поверхностных зон. При этом значения тепловыделений и температур для газовых объемов и значения результирующих тепловых потоков и температур, ограничивающих объем поверхностей, определяют в ходе расчета. Такую постановку задачи радиационного теплообмена называют *неявнозаданной*. В неявнозаданной постановке можно решить задачу не только радиационного теплообмена, но и задачу *внешнего радиационно – конвективного* теплообмена.

РАЗДЕЛ 2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ НЕПРОНИЦАЕМЫЕ СТЕНКИ

§ 2.1. Понятие процесса теплопередачи

Термин *теплопередача* в теории теплообмена используют в широком и узком смысле этого слова.

Во-первых, под *теплопередачей* понимают процесс переноса теплоты в переменном температурном поле всеми возможными элементарными способами теплопереноса при всем многообразии условий однозначности. В этом случае термин теплопередача является синонимом термина *теплообмен*.

Во-вторых, под термином *теплопередача* понимают процесс передачи теплоты между двумя текучими средами через непроницаемую стенку любой геометрической формы в стационарном и нестационарном режимах теплообмена.

В данном разделе рассмотрим метод расчета теплового потока при теплопередаче через стенки простейшей формы при заданном законе изменения температурного поля в стенках $T = f(x_1)$ и известных коэффициентах теплоотдачи.

Расчет теплопередачи выполним в стационарном режиме теплообмена, при котором температурное поле не изменяется во времени, а тепловой поток не зависит ни от времени, ни от координат

$$T \neq f(\tau) \quad \text{и} \quad Q \neq f(x_1, \tau) \tag{2.1}$$

или

$$T = f(x_1) \quad \text{и} \quad Q = \text{const}, \tag{2.2}$$

где $x_1 = x$ – координата при расчете теплопередачи через плоскую стенку, м; $x_1 = r$ – координата при расчете теплопередачи через цилиндрическую и сферическую стенки, м.

Согласно второму закону термодинамики процесс теплопередачи идет от текучей среды с большей температурой (горячего флюида) к текучей среде с меньшей температурой (холодному флюиду).

Теплопередача через непроницаемую стенку включает в себя следующие процессы:

а) *теплоотдачу* от горячей текучей среды (горячего флюида) к стенке;

б) *теплопроводность* внутри стенки;

в) *теплоотдачу* от стенки к холодной текучей среде (холодному флюиду).

Замечание. При расчете теплопередачи один из участков теплоотдачи на стороне высоких или низких температур может отсутствовать.

§ 2.2. Расчет теплоотдачи

Расчет теплоотдачи от горячего флюида к стенке и от стенки к холодному флюиду выполняют по закону теплоотдачи Ньютона

$$Q = \alpha_1 \cdot (T_{f1} - T_{w1}) \cdot F_{w1}; \qquad (2.3)$$

$$Q = \alpha_2 \cdot (T_{w2} - T_{f2}) \cdot F_{w2}, \qquad (2.4)$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи от горячего флюида с температурой T_{f1} к стенке с температурой T_{w1}, Вт/(м^2·К); α_2 – коэффициент теплоотдачи от стенки с температурой T_{w2} к холодному флюиду с температурой T_{f2}, Вт/(м^2·К); F_{w1} и F_{w2} – площади поверхности теплообмена (поверхности стенок) со стороны горячего и холодного флюидов соответственно, м^2. Площадь поверхности теплообмена у стенок простейшей формы рассчитывают по формулам:

— плоская стенка

$$F_{w1} = F_{w2} = a \cdot b\,; \qquad (2.5)$$

— цилиндрическая стенка

$$F_{w1} = 2\pi \cdot r_1 \cdot \ell = \pi \cdot d_1 \cdot \ell; \;\; F_{w2} = 2\pi \cdot r_2 \cdot \ell = \pi \cdot d_2 \cdot \ell\,; \qquad (2.6)$$

— сферическая (шаровая) стенка

$$F_{w1} = 4\pi \cdot r_1^2 = \pi \cdot d_1^2\,; \;\; F_{w2} = 4\pi \cdot r_2^2 = \pi \cdot d_2^2, \qquad (2.7)$$

где a и b – линейные размеры плоской стенки, м; r_1 и r_2 – внутренний и наружный радиусы цилиндрической или сферической (шаровой) стенок, м; d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры цилиндрической или сферической (шаровой) стенок, м.

Теплоотдача между стенкой и флюидом в общем случае может происходить путем конвективного теплообмена и излучения одновременно.

§ 2.3. Расчет стационарной теплопроводности в плоской цилиндрической и шаровой стенках

Характеристиками процесса теплопроводности являются температурное поле и тепловой поток. Температурное поле находят решением дифференциального уравнения теплопроводности (уравнения Фурье) с соответствующими условиями однозначности. При дальнейшем изложении зависимость $T = f(x_1)$ будем считать заданной.

§ 2.3.1. Плоская стенка

Температурное поле в плоской стенке при постоянном коэффициенте теплопроводности подчиняется линейному закону (рис. 2.1)

$$T(x) = T_{w1} - \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\delta} \cdot x \qquad (2.8)$$

где T_{w1} и T_{w2} – температуры на границах стенки, °C или K; δ – толщина стенки, м. Заметим, что формула (2.8) справедлива для любого слоя многослойной плоской стенки.

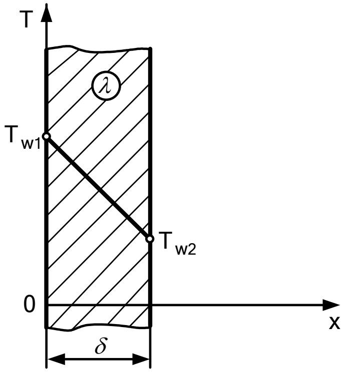


Рис. 2.1. Стационарное температурное поле в плоской стенке

Зная температурное поле, несложно рассчитать плотность теплового потока в плоской стенке, воспользовавшись законом Фурье,

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (T_{w1} - T_{w2}) = \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\delta / \lambda} = \frac{T_{w1} - T_{w2}}{R_t}, \quad (2.9)$$

где λ / δ – тепловая проводимость плоской стенки, Вт/(м^2·К); $R_t = \delta / \lambda$ – термическое сопротивление теплопроводности плоской стенки, (м^2·К)/Вт; λ – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К).

Тепловой поток и, соответственно, плотность теплового потока, не изменяются по толщине плоской стенки $q \neq f(x)$ и поэтому для любого i – го слоя многослойной плоской стенки можно записать:

$$q = \frac{\Delta T_i}{R_{t,i}} = \text{const}, \tag{2.10}$$

где ΔT_i – перепад температур на i – ом слое многослойной плоской стенки, °С или К; $R_{t,i} = \delta_i / \lambda_i$ – термическое сопротивление теплопроводности i – го слоя многослойной стенки, (м^2·К)/Вт; δ_i – толщина i – го слоя, м; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Из выражения (2.10) следует, что перепад температур на каждом слое многослойной стенки прямо пропорционален термическому сопротивлению этого слоя:

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 : \ldots = R_{t1} : R_{t2} : R_{t3} : \ldots \tag{2.11}$$

Плотность теплового потока через плоскую стенку, состоящую из **n** слоев, рассчитывают по формуле

$$q = \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\sum\limits_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i}}. \tag{2.12}$$

§ 2.3.2. Цилиндрическая стенка

Температурное поле в цилиндрической стенке при постоянном коэффициенте теплопроводности подчиняется логарифмическому закону (рис. 2.2)

$$T(r) = T_{w1} - \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \ln \frac{r}{r_1}, \tag{2.13}$$

где T_{w1} и T_{w2} – температуры на границах стенки, °С или К.

Тепловой поток, проходящий через цилиндрическую стенку длиной ℓ, рассчитаем по закону Фурье

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dr} \cdot 2\pi r\ell = -\lambda\left(-\frac{T_{w1} - T_{w2}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{1}{r}\right) 2\pi r\ell = \frac{\pi(T_{w1} - T_{w2})}{\frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \ell . \quad (2.14)$$

Из анализа формулы (2.14) следует, что тепловой поток не изменяется по толщине цилиндрической стенки $Q \neq f(r)$.

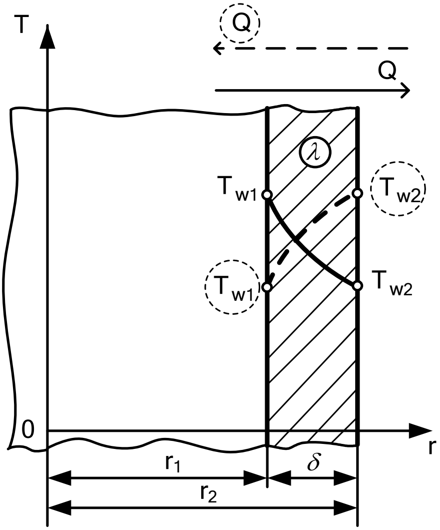


Рис. 2.2. Стационарное температурное поле в цилиндрической стенке

В расчетах теплопроводности через цилиндрическую стенку используют тепловой поток, отнесенный к длине цилиндрической стенки – линейную плотность теплового потока q_ℓ, Вт/м,

$$q_\ell = \frac{Q}{\ell} = \frac{\pi \cdot \Delta T}{R_\ell}, \quad (2.15)$$

где $R_\ell = \dfrac{1}{2\lambda}\ln\dfrac{d_2}{d_1}$ – линейное термическое сопротивление теплопроводности цилиндрической стенки, (м·К)/Вт.

В общем случае для любого i – го слоя многослойной цилиндрической стенки можно записать формулу для расчета линейного термического сопротивления и линейной плотности теплового потока

$$R_{\ell,i} = \frac{1}{2\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}\ ; \tag{2.16}$$

$$q_\ell = \frac{\pi\Delta T_1}{R_{\ell,1}} = \frac{\pi\Delta T_2}{R_{\ell,2}} = \ldots\ldots = \frac{\pi\Delta T_n}{R_{\ell,n}}, \tag{2.17}$$

откуда следует, что перепад температур на каждом слое многослойной цилиндрической стенки прямо пропорционален линейному термическому сопротивлению этого слоя

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 : \ldots = R_{\ell,1} : R_{\ell,2} : R_{\ell,3} : \ldots \tag{2.18}$$

§ 2.3.3. Шаровая стенка (стенка сферической формы)

Температурное поле в шаровой стенке при постоянном коэффициенте теплопроводности подчиняется гиперболическому закону (рис. 2.3)

$$T(r) = T_{w1} - \frac{T_{w1} - T_{w2}}{\dfrac{1}{r_1} - \dfrac{1}{r_2}} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right), \tag{2.19}$$

где T_{w1} и T_{w2} – температуры на границах стенки, °С или К.

Тепловой поток, проходящий через стенку сферической формы, найдем по закону Фурье

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dr} 4\pi r^2 = \frac{\lambda \cdot (T_{w1} - T_{w2}) \cdot 4\pi}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}. \qquad (2.20)$$

Используя равенство $d = 2r$, формулу (2.20) можно переписать в виде

$$Q = \frac{\lambda \cdot (T_{w1} - T_{w2}) \cdot 2\pi}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} = \frac{\pi (T_{w1} - T_{w2})}{\frac{1}{2\lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right)}, \qquad (2.21)$$

где $R_ш = \frac{1}{2\lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right)$ – термическое сопротивление теплопроводности шаровой стенки, К/Вт.

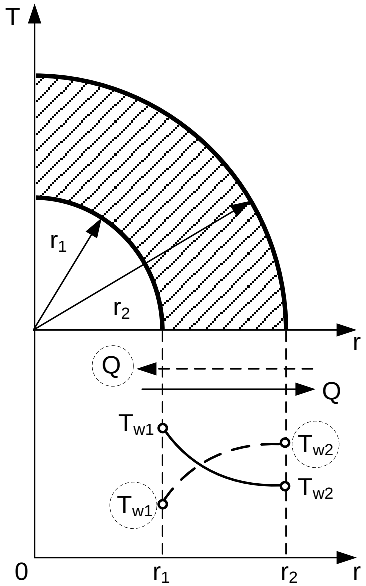


Рис. 2.3. Стационарное температурное поле в шаровой стенке

В общем случае для любого i – го слоя многослойной шаровой стенки можно записать формулу для расчета термического сопротивления и теплового потока

$$R_{ш,i} = \frac{1}{2\lambda} \cdot \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right); \qquad (2.22)$$

$$Q = \frac{\pi \Delta T_1}{R_{ш,1}} = \frac{\pi \Delta T_2}{R_{ш,2}} = ... = \frac{\pi \Delta T_n}{R_{ш,n}}, \qquad (2.23)$$

откуда следует, что перепад температур на каждом слое многослойной шаровой стенки прямо пропорционален термическому сопротивлению этого слоя

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 : .... = R_{ш,1} : R_{ш,2} : R_{ш,3} : ... \qquad (2.24)$$

Термическое сопротивление n – слойной шаровой стенки равно сумме термических сопротивлений всех слоев

$$R_{ш} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2\lambda_i} \cdot \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right). \qquad (2.25)$$

§ 2.4. Расчет теплопередачи

§ 2.4.1. Теплопередача через плоскую стенку

Схема теплопередачи через плоскую стенку показана на рис. 2.4. Расчет плотности теплового потока через плоскую стенку выполняют по формулам

$$q = \frac{T_{f1} - T_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k \cdot (T_{f1} - T_{f2}) = \frac{T_{f1} - T_{f2}}{R_t}, \qquad 2.26)$$

где T_{f1} и T_{f2} – температуры горячего и холодного флюидов, ^{o}C (K); α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи от горячего флюида к стенке и от стенки к холодному флюиду, Вт/(м^2·К); δ – толщина стенки, м; λ – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К); k – коэффициент теплопередачи через плоскую стенку, Вт/(м^2·К); R_t – термическое сопротивление теплопередачи через плоскую стенку, (м^2·К)/Вт.

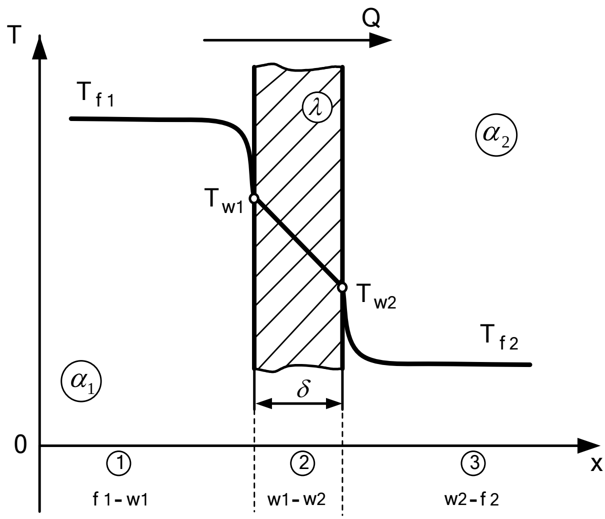


Рис. 2.4. Теплопередача через плоскую стенку

Из анализа формулы (2.26) следует, что коэффициент теплопередачи и термическое сопротивление рассчитывают по формулам

$$k = \frac{1}{R_t} = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}; \qquad (2.27)$$

$$R_t = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}. \qquad (2.28)$$

Термическое сопротивление теплопередачи через плоскую стенку равно сумме термического сопротивления теплоотдачи от горячего флюида к стенке $(R_{t,1} = 1/\alpha_1)$, термического сопротивления теплопроводности плоской стенки $(R_{t,2} = \delta/\lambda)$ и термического сопротивления теплоотдачи от стенки к холодному теплоносителю $(R_{t,3} = 1/\alpha_2)$.

Замечание. При решении задач по расчету теплопередачи через плоскую стенку термические сопротивления теплоотдачи первого и третьего участков теплообмена иногда обозначают как R_{t,α_1} и R_{t,α_2} соответственно, а термическое сопротивление теплопроводности – $R_{t,\lambda}$.

Прежде чем перейти к определению температурного поля при теплопередаче через плоскую стенку, еще раз подчеркнем, что тепловой поток не изменяется в процессе теплопередачи. Поэтому

$$q = \frac{\Delta T_1}{R_{t,1}} = \frac{\Delta T_2}{R_{t,2}} = \frac{\Delta T_3}{R_{t,3}} = \text{const}, \qquad (2.29)$$

где $\Delta T_1 = T_{f,1} - T_{w,1}$ – перепад температур на первом участке теплопередачи – на участке теплоотдачи от горячего флюида к стенке;

$\Delta T_2 = T_{w,1} - T_{w,2}$ – перепад температур на втором участке теплопередачи – на участке теплопроводности;

$\Delta T_3 = T_{w,2} - T_{f,2}$ – перепад температур на третьем участке теплопередачи – на участке теплоотдачи от стенки к холодному флюиду.

Из уравнения (2.29) по свойству пропорции следует, что

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 = R_{t,1} : R_{t,2} : R_{t,3}, \qquad (2.30)$$

т.е. перепад температур, на любом участке теплопередачи прямо пропорционален термическому сопротивлению данного участка.

Пусть по условию задачи известны температуры обоих флюидов, а определяемыми величинами являются температуры стенок $T_{w,1}$ и $T_{w,2}$. Для расчета неизвестной температуры выберем участок теплообмена таким образом, чтобы на одной его границе была известная температура, а на другой – искомая. Например, температуру T_{w1} можно найти двумя способами, поскольку по условию задачи заданы две температуры:

а) на участке $f_1 - w_1$

$$q = \frac{T_{f,1} - T_{w,1}}{R_{t,1}} \Rightarrow T_{w,1} = T_{f,1} - q \cdot R_{t,1}; \qquad (2.31)$$

б) на участке $w_1 - f_2$

$$q = \frac{T_{w,1} - T_{f,2}}{R_{t,2} + R_{t,3}} \Rightarrow T_{w,1} = T_{f,2} + q \cdot (R_{t,2} + R_{t,3}). \qquad (2.32)$$

Естественно, что результаты числового расчета температуры $T_{w,1}$ по обеим формулам совпадают.

Для расчета температуры $T_{w,2}$ можно воспользоваться уже тремя вариантами формулы расчета теплопередачи, поскольку в данном случае мы знаем уже три температуры

$T_{f,1}$, $T_{w,1}$ и $T_{f,2}$. Например, принимая в качестве известной температуры температуру горячего флюида $T_{f,1}$, получим

$$q = \frac{T_{f,1} - T_{w,2}}{R_{t,1} + R_{t,2}} \Rightarrow T_{w,2} = T_{f,1} - q \cdot (R_{t,1} + R_{t,2}). \qquad (2.33)$$

Для стенки, состоящей из **n** слоев, формула расчета теплопередачи через плоскую стенку имеет вид

$$q = \frac{T_{f,1} - T_{f,2}}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + 1/\alpha_2}, \qquad (2.34)$$

где δ_i и λ_i – толщина и коэффициент теплопроводности i – го слоя стенки.

§ 2.4.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку

В расчетах теплопередачи через стенку цилиндрической формы удобно использовать тепловой поток, отнесенный к единице длины цилиндрической стенки – линейную плотность теплового потока

$$q_\ell = Q / \ell, \qquad (2.35)$$

где Q – тепловой поток, Вт; ℓ – длина цилиндрической стенки, м.

Схема теплопередачи через цилиндрическую стенку приведена на рис.2.5.

Расчет линейной плотности теплового потока через цилиндрическую стенку выполняют по формуле

$$q_\ell = \frac{\pi \cdot (T_{f,1} - T_{f,2})}{\dfrac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \dfrac{1}{2\lambda} \ln \dfrac{d_2}{d_1} + \dfrac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}} = \tag{2.36}$$

$$= k_\ell \cdot \pi \cdot (T_{f,1} - T_{f,2}) = \frac{\pi \cdot (T_{f,1} - T_{f,2})}{R_\ell},$$

где $T_{f,1}$ и $T_{f,2}$ – температура горячего и холодного флюидов, ^{o}C (К); α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи от горячего флюида к стенке и от стенки к холодному флюиду, Вт/(м^2·К); d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры цилиндрической стенки, м; λ – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К); k_ℓ – линейный коэффициент теплопередачи через цилиндрическую стенку, Вт/(м·К); R_ℓ – линейное термическое сопротивление теплопередачи через стенку цилиндрической формы, (м·К)/Вт.

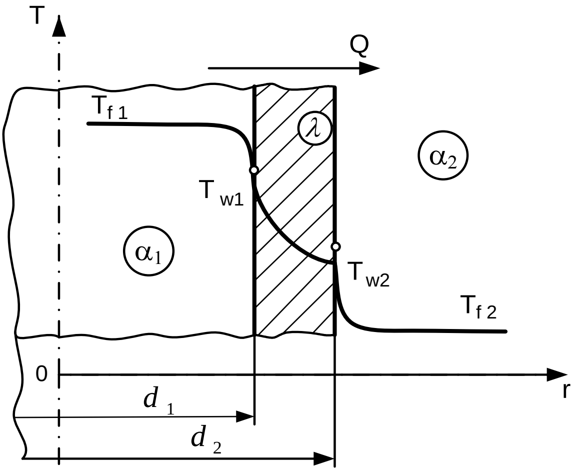


Рис.2.5. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Из анализа формулы (2.36) следует, что k_ℓ и R_ℓ рассчитывают по формулам

$$k_\ell = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \dfrac{1}{2\lambda}\ln\dfrac{d_2}{d_1} + \dfrac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}; \qquad (2.37)$$

$$R_\ell = \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}. \qquad (2.38)$$

Линейное термическое сопротивление теплопередачи равно сумме линейного термического сопротивления теплоотдачи от горячего флюида к стенке ($R_{\ell,1} = 1/(\alpha_1 \cdot d_1)$), линейного термического сопротивления теплопроводности цилиндрической стенки ($R_{\ell,2} = 1/(2\lambda) \cdot \ln(d_2/d_1)$) и линейного термического сопротивления теплоотдачи от стенки к холодному теплоносителю ($R_{\ell,3} = 1/(\alpha_2 \cdot d_2)$).

Замечание**.** При решении задач по расчету теплопередачи через цилиндрическую стенку термические сопротивления теплоотдачи первого и третьего участков теплообмена иногда обозначают как R_{ℓ,α_1} и R_{ℓ,α_2} соответственно, а термическое сопротивление теплопроводности – $R_{\ell,\lambda}$.

Линейное термическое сопротивление для цилиндрической стенки, состоящей из **n** слоев разной толщины и с разными физическими свойствами, рассчитывают по формуле

$$R_\ell = \frac{1}{\alpha_1 . d_1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_{n+1}}, \qquad (2.39)$$

где λ_i – коэффициент теплопроводности i-го слоя, Вт/(м·К); d_i и d_{i+1} – внутренний и наружный диаметры i–го слоя цилиндрической стенки, м.

При теплопередаче через цилиндрическую стенку перепады температур на участках теплообмена прямо пропорциональны линейным термическим сопротивлениям этих участков

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 = R_{\ell,1} : R_{\ell,2} : R_{\ell,3}. \qquad (2.40)$$

Пусть по условию задачи известны температуры обоих флюидов, а определяемыми величинами являются температуры стенок $T_{w,1}$ и $T_{w,2}$. Для расчета неизвестной температуры выберем участок теплообмена таким образом, чтобы на одной его границе была известная температура, а на другой – искомая. Например, если для расчета температуры $T_{w,1}$ использовать температуру горячего флюида $T_{f,1}$, а для расчета температуры $T_{w,2}$ – температуру холодного флюида $T_{f,2}$, то получим

$$q_\ell = \frac{\pi(T_{f,1} - T_{w,1})}{R_{\ell,1}} \quad \Rightarrow \quad T_{w,1} = T_{f,1} - q_\ell \cdot \frac{R_{\ell,1}}{\pi}; \qquad (2.41)$$

$$q_\ell = \frac{\pi(T_{w,2} - T_{f,2})}{R_{\ell,3}} \quad \Rightarrow \quad T_{w,2} = T_{f,2} + q_\ell \cdot \frac{R_{\ell,3}}{\pi}. \qquad (2.42)$$

§ 2.4.3. Теплопередача через шаровую стенку

Схема теплопередачи через шаровую стенку приведена на рис. 2.6. Расчет теплового потока через шаровую стенку выполняют по формуле

$$Q=\frac{\pi(T_{f,1}-T_{f,2})}{\dfrac{1}{\alpha_1\cdot d_1^2}+\dfrac{1}{2\lambda}\left(\dfrac{1}{d_1}-\dfrac{1}{d_2}\right)+\dfrac{1}{\alpha_2\cdot d_2^2}}= \tag{2.43}$$

$$=k_{ш}\pi(T_{f,1}-T_{f,2})=\frac{\pi(T_{f1}-T_{f2})}{R_{ш}},$$

где $T_{f,1}$ и $T_{f,2}$ – температуры горячего и холодного флюидов, ^{o}C (К); α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи от горячего флюида к стенке и от стенки к холодному флюиду, Вт/(м^2·К); d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры шаровой стенки, м; λ – коэффициент теплопроводности шаровой стенки, Вт/(м·К); $k_{ш}$ – коэффициент теплопередачи через шаровую стенку, Вт/К; $R_{ш}$ – термическое сопротивление теплопередачи через шаровую стенку, К/Вт.

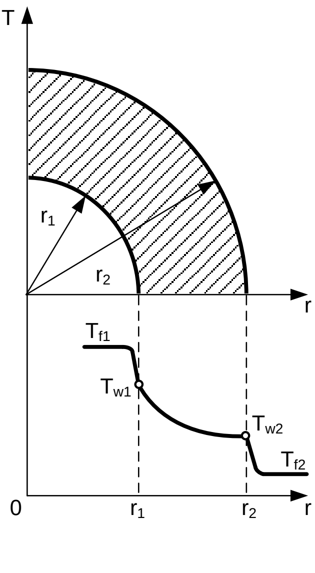


Рис. 2.6. Теплопередача через шаровую стенку

Из анализа формулы (2.43) следует, что $k_ш$ и $R_ш$ рассчитывают по формулам

$$k_ш = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_1 \cdot d_1^2} + \dfrac{1}{2\lambda}\left(\dfrac{1}{d_1} - \dfrac{1}{d_2}\right) + \dfrac{1}{\alpha_2 \cdot d_2^2}}; \qquad (2.44)$$

$$R_ш = \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1^2} + \frac{1}{2\lambda}\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2^2}. \qquad (2.45)$$

Термическое сопротивление теплопередачи через шаровую стенку равно сумме термического сопротивления теплоотдачи от горячего флюида к шаровой стенке $(R_{ш,1} = 1/(\alpha_1 \cdot d_1^2))$, термического сопротивления теплопроводности шаровой стенки $(R_{ш,2} = 1/(2\lambda) \cdot (1/d_1 - 1/d_2))$ и термического сопротивления теплоотдачи от шаровой стенки к холодному теплоносителю $(R_{ш,3} = 1/(\alpha_2 \cdot d_2^2))$.

Замечание**.** При решении задач по расчету теплопередачи через шаровую стенку термические сопротивления теплоотдачи первого и третьего участков теплообмена иногда обозначают как $R_{ш,\alpha_1}$ и $R_{ш,\alpha_2}$ соответственно, а термическое сопротивление теплопроводности – $R_{ш,\lambda}$.

Тепловой поток через шаровую стенку, состоящую из **n** слоев разной толщины и с разными физическими свойствами, рассчитывают по формуле

$$Q = \frac{\pi(T_{f,1} - T_{f,2})}{\dfrac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \sum\limits_{i=1}^{n} \dfrac{1}{2\lambda_i}\left(\dfrac{1}{d_i} - \dfrac{1}{d_{i+1}}\right) + \dfrac{1}{\alpha_2 d_{n+1}^2}}, \qquad (2.46)$$

где λ_i – коэффициент теплопроводности i-го слоя, Вт/(м·К); d_i и d_{i+1} – внутренний и наружный диаметры i–го слоя шаровой стенки, м.

При теплопередаче через шаровую стенку перепады температур на участках теплообмена прямо пропорциональны термическим сопротивлениям этих участков

$$\Delta T_1 : \Delta T_2 : \Delta T_3 = R_{ш,1} : R_{ш,2} : R_{ш,3} . \quad (2.47)$$

Пусть по условию задачи известны температуры обоих флюидов, а определяемыми величинами являются температуры стенок $T_{w,1}$ и $T_{w,2}$. Для расчета неизвестной температуры выберем участок теплообмена таким образом, чтобы на одной его границе была известная температура, а на другой – искомая. Например, если для расчета температуры $T_{w,1}$ использовать температуру $T_{f,1}$, а для расчета температуры $T_{w,2}$ – температуру холодного флюида $T_{f,2}$, то получим

$$Q = \frac{\pi(T_{f,1} - T_{w,1})}{R_{ш,1}} \quad \Rightarrow \quad T_{w,1} = T_{f,1} - Q \cdot \frac{R_{ш,1}}{\pi} ; \quad (2.48)$$

$$Q = \frac{\pi(T_{w,2} - T_{f,2})}{R_{ш,3}} \quad \Rightarrow \quad T_{w,2} = T_{f,2} + Q \cdot \frac{R_{ш,3}}{\pi} . \quad (2.49)$$

§ 2.4.4. Алгоритм расчета теплопередачи через непроницаемые стенки

Существует две постановки задачи расчета теплопередачи: *прямая* и *обратная*.

При решении *прямой* задачи расчета теплопередачи находят температурное поле и тепловой поток через стенку при заданных условиях однозначности – известных коэффициентах теплоотдачи, геометрических и теплофизических параметрах задачи. В этом случае необходимо дополнительно знать температуру в двух любых точках данной области теплообмена.

При решении *обратной* задачи расчета теплопередачи находят один из параметров однозначности: толщину i – го слоя стенки δ_i, коэффициент теплопроводности материала i – го слоя стенки λ_i, коэффициенты теплоотдачи α_1 или α_2 . Для решения обратной задачи теплопередачи должна быть задана температура в двух точках данной расчетной области теплообмена и тепловой поток (удельный тепловой поток).

Алгоритм решения прямой задачи

1. На первом этапе решения прямой задачи рассчитывают термические сопротивления всех *элементарных* участков теплопередачи:

— теплоотдачи от горячего флюида к стенке;

— теплопроводности всех слоев стенки;

— теплоотдачи от стенки к холодному флюиду.

2. Затем по формуле теплопередачи определяют поверхностную плотность теплового потока (q) для плоской стенки, линейную плотность теплового потока (q_ℓ) для цилиндрической стенки и тепловой поток (Q) для шаровой стенки по двум заданным температурам и термическому сопротивлению участка между этими температурами:

а) плоская стенка

$$q = \frac{\Delta T_i}{R_{t,i}} = \frac{\Delta T_k}{R_{t,k}} = \text{const};$$

б) цилиндрическая стенка

$$q_\ell = \frac{\pi \Delta T_i}{R_{\ell,i}} = \frac{\pi \Delta T_k}{R_{\ell,k}} = \text{const};$$

в) шаровая стенка

$$Q = \frac{\pi \Delta T_i}{R_{ш,i}} = \frac{\pi \Delta T_k}{R_{ш,k}} = \text{const},$$

где $\Delta T_k = \sum_{i=1}^{k} \Delta T_i$ – перепад температур на заданном участке теплопередачи; ΔT_i – перепад температур на i – ом элементарном участке теплопередачи; $R_{t,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{t,i}$, $R_{\ell,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{\ell,i}$ и $R_{ш,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{ш,i}$ – термические сопротивления плоской, цилиндрической и шаровой стенок расчетного участка теплопередачи между заданными температурами; $R_{t,i}$, $R_{\ell,i}$, и $R_{ш,i}$ – термические сопротивления плоской, цилиндрической и шаровой стенок i – го элементарного участка теплопередачи; k – число элементарных слоев на расчетном участке между заданными температурами.

3. На третьем этапе расчета теплопередачи находят неизвестные температуры в данной области теплопередачи. Для этого выбирают участок теплообмена таким образом, чтобы на одной из его границ была известная температура, а на другой – искомая. Затем по формуле теплопередачи для стенки заданной формы находят неизвестную температуру, предварительно рассчитав термическое сопротивление выбранного участка теплообмена.

Алгоритм решения обратной задачи

1. При решении обратной задачи теплопередачи через стенку тепловой поток или удельный тепловой поток – заданная по условию величина. Поэтому сразу находят термическое сопротивление участка теплопередачи между заданными температурами

а) плоская стенка

$$R_{t,i} = \frac{\Delta T_i}{q} \quad \text{или} \quad R_{t,k} = \frac{\Delta T_k}{q};$$

б) цилиндрическая стенка

$$R_{\ell,i} = \frac{\pi \Delta T_i}{q_\ell} \quad \text{или} \quad R_{\ell,k} = \frac{\pi \Delta T_k}{q_\ell};$$

в) шаровая стенка

$$R_{ш,i} = \frac{\pi \Delta T_i}{Q} \quad \text{или} \quad R_{ш,k} = \frac{\pi \Delta T_k}{Q},$$

где $\Delta T_k = \sum_{i=1}^{k} \Delta T_i$ – перепад температур на заданном участке теплопередачи; ΔT_i – перепад температур на i – ом элементарном участке теплопередачи; $R_{t,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{t,i}$, $R_{\ell,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{\ell,i}$ и $R_{ш,k} = \sum_{i=1}^{k} R_{ш,i}$ – термические сопротивления плоской, цилиндрической и шаровой стенок расчетного участка теплопередачи между заданными температурами; $R_{t,i}$, $R_{\ell,i}$, и $R_{ш,i}$ – термические сопротивления плоской, цилиндрической и шаровой стенок i – го элементарного участка теплопередачи; k – число элементарных слоев на расчетном участке между заданными температурами.

2. На втором этапе решения обратной задачи расчета теплопередачи через стенку по известному термическому сопротивлению находят (в зависимости от целей расчета) один из параметров однозначности: толщину слоя стенки δ или коэффициент теплопроводности материала стенки λ либо один из коэффициентов теплоотдачи α_1 или α_2.

3. Если по условию задачи требуется рассчитать неизвестные температуры в заданной области теплопередачи, то необходимо выполнить пункты 1 и 3 алгоритма решения прямой задачи.

РАЗДЕЛ 3. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

Для теплового расчета рекуперативного теплообменника используют два основных уравнения – уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи. Без учета тепловых потерь в теплообменном аппарате уравнение теплового баланса имеет вид

$$Q_1 = Q_2, \tag{3.1}$$

где Q_1 – количество теплоты, отдаваемое горячим теплоносителем в единицу времени, Вт; Q_2 – количество теплоты, воспринимаемое холодным теплоносителем в единицу времени, Вт. В развернутом виде уравнение теплового баланса можно записать:

а) для однофазных теплоносителей

$$Q = G_1 c_{p1} \cdot (T_1^{'} - T_1^{''}) = G_2 c_{p2} \cdot (T_2^{''} - T_2^{'}); \tag{3.2}$$

б) при изменении агрегатного состояния горячего теплоносителя (горячий теплоноситель – влажный насыщенный водяной пар)

$$Q = G_1 \cdot r_1 \cdot x = G_2 \cdot c_{p2} \cdot (T_2^{''} - T_2^{'}), \tag{3.3}$$

где G_1 и G_2 – массовые расходы горячего и холодного теплоносителей, кг/с; c_{p1} и c_{p2} – удельные массовые изобарные теплоемкости горячего и холодного теплоносителей, Дж/(кг·К); $T_1^{'}$ и $T_1^{''}$ – температуры горячего теплоносителя на входе и выходе из теплообменника, °С; $T_2^{'}$ и $T_2^{''}$ – температуры холодного теплоносителя на входе и выходе из теплообменника, °С; x – степень сухости пара.

Расходы теплоносителей рассчитывают по уравнению неразрывности

$$G = \rho \cdot \overline{w} \cdot f, \tag{3.4}$$

где ρ – плотность теплоносителя, кг/м^3; $\overline{w}$ – средняя скорость теплоносителя, м/с; f – площадь поперечного сечения канала для прохода теплоносителя, м^2. Площадь поперечного сечения канала рассчитывают по формулам:

— круглая одиночная труба с внутренним диаметром $d_{вн}$

$$f = \frac{\pi \cdot d_{вн}^2}{4}; \tag{3.5}$$

— **n** круглых труб с внутренним диаметром $d_{вн}$

$$f = \frac{\pi \cdot d_{вн}^2}{4} \cdot n; \tag{3.6}$$

— кольцевой канал теплообменника типа «труба в трубе»

$$f = \frac{\pi \cdot D^2}{4} - \frac{\pi \cdot d_{нар}^2}{4}, \tag{3.7}$$

где D – внутренний диаметр наружной трубы, м; $d_{нар}$ – наружный диаметр внутренней трубы, м;

— внешний канал для прохода теплоносителя в межтрубном пространстве кожухотрубного теплообменника с числом трубок **n**

$$f = \frac{\pi \cdot D^2}{4} - \frac{\pi \cdot d_{нар}^2}{4} \cdot n, \tag{3.8}$$

где D – внутренний диаметр кожуха, м; $d_{нар}$ – наружный диаметр трубок, расположенных внутри кожуха, м.

Плотность и удельную теплоемкость теплоносителя находят по справочнику [3] при средней температуре теплоносителя

$$T = \frac{T^{'} + T^{''}}{2}, \qquad (3.9)$$

где $T^{'}$ и $T^{''}$ – температуры теплоносителя на входе и выходе из теплообменного аппарата, °С.

Если по условию задачи температура теплоносителя на выходе из теплообменного аппарата не задана, а подлежит определению, применяют метод последовательных приближений. Например, задана температура горячего теплоносителя на входе в теплообменник $T_1^{'}$, а температуру этого теплоносителя на выходе из теплообменного аппарата $T_1^{''}$ необходимо определить. Для этого находим плотность ρ_1 и удельную теплоемкость c_{p1} из справочника [3] по температуре на входе $T_1^{'}$. Затем из уравнения теплового баланса определяем температуру горячего теплоносителя на выходе:

$$T_1^{''} = T_1^{'} - \frac{Q}{G_1 \cdot c_{p1}}. \qquad (3.10)$$

Зная $T_1^{''}$, рассчитываем среднюю температуру горячего теплоносителя по формуле (3.9) и уточняем значения ρ_1 и c_{p1}. Если отличие вновь найденных значений плотности и удельной теплоемкости меньше 5%, расчет заканчиваем, иначе еще раз уточняем температуру $T_1^{''}$ по формуле (3.10) и снова находим из справочных таблиц значения ρ и c_{p1}.

Уравнение теплового баланса для однофазных теплоносителей (3.2) можно записать в виде

$$W_1 \cdot \delta T_1 = W_2 \cdot \delta T_2 \text{ или } \delta T_2 / \delta T_1 = W_1 / W_2, \qquad (3.11)$$

где $W_1 = G_1 c_{p1}$ и $W_2 = G_2 c_{p2}$ – расходные теплоемкости (водяные эквиваленты) горячего и холодного теплоносителей, Вт/К; $\delta T_1 = T_1^{'} - T_1^{''}$ и $\delta T_2 = T_2^{''} - T_2^{'}$ – изменение температур горячего и холодного теплоносителей в теплообменном аппарате, °С.

Температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена изменяются по экспоненциальному закону. При этом из соотношений (3.11) следует обратно пропорциональная зависимость между водяными эквивалентами и изменениями температуры вдоль поверхности теплообмена (рис. 3.1):

$$\text{если } W_1 > W_2, \text{ то } \delta T_1 < \delta T_2; \tag{3.12}$$

$$\text{если } W_1 < W_2, \text{ то } \delta T_1 > \delta T_2. \tag{3.13}$$

При противоточной схеме движения теплоносителей (рис. 3.9) выпуклость кривых изменения температуры теплоносителей направлена в сторону большого водяного эквивалента, т.е. в сторону теплоносителя с меньшим изменением температуры.

Если греющим теплоносителем является влажный или сухой насыщенный водяной пар, то в процессе теплопередачи его температура не изменяется и равна температуре насыщения при данном давлении:

$$T_1^{'} = T_1^{''} = T_н. \tag{3.14}$$

Уравнение теплопередачи в рекуперативном теплообменном аппарате имеет вид

$$Q = k \cdot \overline{\Delta T} \cdot F, \tag{3.15}$$

где k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К); $\overline{\Delta T}$ – средняя разность температур между горячим и холодным теплоносителями (средний температурный напор), °С; F – площадь поверхности теплообмена, м^2.

Коэффициент теплопередачи рассчитывают по формулам теплопередачи для плоской стенки, поскольку толщина стен у трубок теплообменников мала [1,2]:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \qquad (3.16)$$

где $\delta = 0{,}5 \cdot (d_{нар} - d_{вн})$ – толщина стенки трубы, м; λ – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К); α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи от горячего теплоносителя к стенке и от стенки к холодному теплоносителю, Вт/(м^2·К). Коэффициенты теплоотдачи рассчитывают по критериальным формулам. При этом в качестве определяющего размера при движении теплоносителя в каналах сложной формы принимают эквивалентный диаметр, который равен:

— для кольцевого канала теплообменника типа «труба в трубе»

$$d_{экв} = D - d_{нар}, \qquad (3.17)$$

где D – внутренний диаметр наружной трубы, м; $d_{нар}$ – наружный диаметр внутренней трубы, м;

— для внешнего канала для прохода теплоносителя в межтрубном пространстве кожухотрубного теплообменника с числом трубок **n**

$$d_{экв} = \frac{D^2 - d_{нар}^2 \cdot n}{D + d_{нар} \cdot n}, \qquad (7.18)$$

где D – внутренний диаметр кожуха, м; $d_{нар}$ – наружный диаметр внутренних трубок, м.

При расчете коэффициентов теплоотдачи при вынужденном движении в трубах и каналах принять поправку на начальный участок гидродинамической стабилизации потока $\varepsilon_\ell = 1$, а температуру стенок $T_{w,1}$ и $T_{w,2}$ рассчитать по приближенным формулам:

$$T_{w,1} = T_1 - \frac{\overline{\Delta T}}{2}; \quad T_{w,2} = T_{w,1} - 1, \tag{3.19}$$

где $\overline{\Delta T}$ – средняя разность температур теплоносителей, °С.

Среднюю разность температур для прямоточной и противоточной схем движения теплоносителей рассчитывают по формулам:

$$\overline{\Delta T_а} = \frac{\Delta T_{max} + \Delta T_{min}}{2}, \text{ если } \Delta T_{max} / \Delta T_{min} \le 2 \tag{3.20}$$

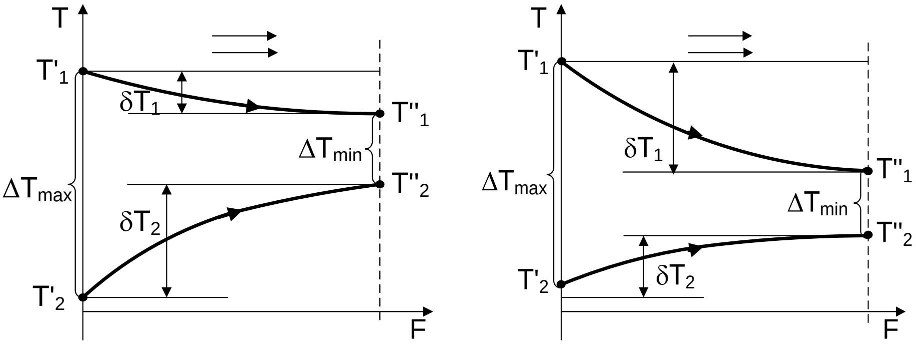
или

$$\overline{\Delta T_л} = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}}{\ln \dfrac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}}, \text{ если } \Delta T_{max} / \Delta T_{min} > 2, \tag{3.21}$$

где ΔT_{max} и ΔT_{min} – максимальная и минимальная разности температур теплоносителей (см. рис.9), °С; $\Delta T_а$ – среднеарифметическая разность температур, °С; $\Delta T_л$ – среднелогарифмическая разность температур, °С.

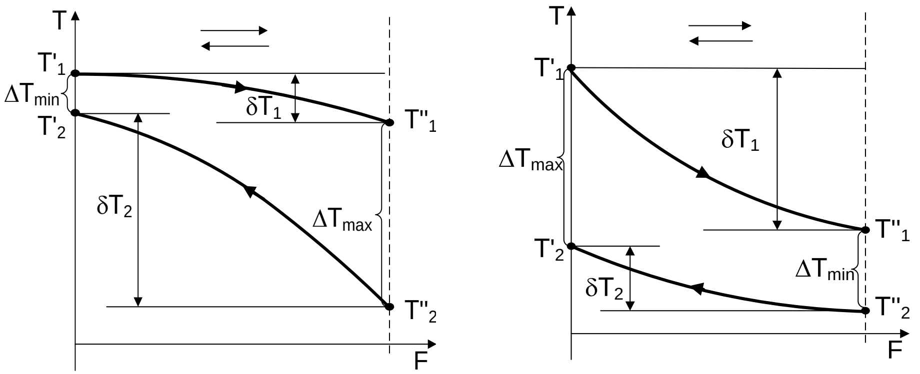
Для расчета средней разности температур при сложном движении теплоносителей строят температурный график $T = f(F)$ для противотока и $\overline{\Delta T}$, рассчитанную по формулам (3.20) или (3.21), умножают на поправочный коэффициент $\varepsilon_{\Delta T}$, учитывающий особенности теплообмена при сложном токе. При этом студент самостоятельно принимает одну из схем перекрестного или сложного движения теплоносителей, приведенных в приложении [3] и по рисунку определяет $\varepsilon_{\Delta T} = f(P, R)$, где комплексы P и R соответственно равны

$$P = \delta T_2 / (T_1^{'} - T_2^{'})\ ; \ R = \delta T_1 / \delta T_2\ . \qquad (3.22)$$



а) $W_1 > W_2$ б) $W_1 < W_2$

Рис. 3.9,а. Изменение температур горячего и холодного теплоносителей вдоль поверхности теплообмена при прямоточной схеме движения в зависимости от соотношения их водяных эквивалентов



а) $W_1 > W_2$ б) $W_1 < W_2$

Рис. 3.9,б. Изменение температуры горячего и холодного теплоносителей вдоль поверхности теплообмена при противоточной схеме движения в зависимости от соотношения их водяных эквивалентов

Рекомендуемый библиографический список

1. Бухмиров В.В. Тепломассообмен: Лекции – www.tot.ispu.ru, Иваново, 2006 г..

2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: Учебник для вузов. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

3. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергия, 1980. – 288 с.

4. Бухмиров В.В., Носова С.В. Ракутина Д.В. Нестационарная теплопроводность. Справочные материалы для решения задач: метод. указ. №1684, Иваново, 2005 – 32 с.

5. Бухмиров В.В. Расчет коэффициента конвективной теплоотдачи (основные критериальные уравнения): метод. указ., www.tot.ispu.ru, Иваново, 2006 г.

6. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.

7. Пример расчета теплообменника: Метод. указания к курсовой работе /В.М. Шипилов, В.В. Бухмиров. – Иваново, 1988.

8. Типовые вопросы и задачи по курсу "Тепломассообмен". Раздел "Стационарные процессы теплопроводности и теплопередачи" : Метод. указания / Иван. энерг. ин-т им. В.И. Ленина; Сост. В.В. Бухмиров, А.А. Варенцов.– Иваново, 1991. - 28 с.

9. Пакет задач по разделу "Радиационный теплообмен" курса ТМО Метод. указания/ Иван. гос. энерг. ун-т; Сост. Бухмиров В.В., Созинова Т.Е., Частухина М.И. – Иваново, 1999. – 16 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Основы ТеплоМассоОбмена

Курс лекций

Составитель: БУХМИРОВ Вячеслав Викторович

Редактор Т.В. Соловьева

Подписано в печать . Формат $60 \times 84^{1}/_{16}$.
Печать плоская. Усл. печ. л. 3,95. Уч.-изд, л. 2,8 Тираж 300.
Заказ . ФГБОУВПО "Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина"
153003 Иваново, ул. Рабфаковская, 34.