Лекция 1. Введение. Стационарная теплопроводность. Основные понятия теплообмена

Основные понятия

Тепломассообмен (ТМО) – наука о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты и массы в пространстве в переменном поле температур и переменном поле концентраций.

Согласно второму закону термодинамики самопроизвольный процесс передачи теплоты и массы направлен в сторону уменьшения температуры и концентрации данного компонента смеси.

Температурное поле – совокупность значений температуры во всех точках данной расчетной области и во времени. Математически оно записывается в виде $t=f(x,y,z,\tau)$, измеряют в градусах Цельсия и Кельвинах, где x, y, z - координаты точки в пространстве, в которой находят температуру, в метрах [м]; τ – время процесса теплообмена в секундах [с]. Таким образом, температурное поле характеризуется количеством координат и своим поведением во времени.

В зависимости от числа координат, вдоль которых может изменяться температура тела, 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;

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

T=const – нульмерное стационарное температурное поле – частный случай температурного поля, характеризующего термодинамическое равновесие системы.

Изотермическая поверхность – поверхность равных температур.

Свойства изотермических поверхностей:

а) изотермические поверхности не пересекаются;

б) в нестационарных процессах изотермические поверхности перемещаются в пространстве.

В нашем курсе мы будем рассматривать тела, так называемой, простой или классической формы. Таких тел три:

– бесконечная или неограниченная пластина (пластина, у которой толщина много меньше длины и ширины);

– бесконечный цилиндр (цилиндр, у которого диаметр меньше длины цилиндра);

– шар или сфера.

Примеры изотермических поверхностей в телах простой формы:

а) изотермические поверхности в бесконечной пластине при одинаковых на обеих поверхностях условиях теплообмена – это плоскости параллельные образующим плоскостям данную пластину (см. рис. 1.1);

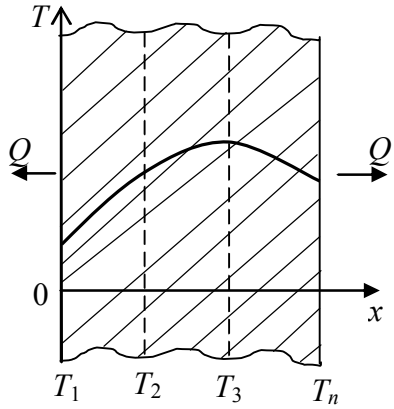

Рис. 1.1. Изотермические поверхности в бесконечной пластине

б) изотермические поверхности в бесконечном цилиндре при одинаковых по всей его поверхности условиях теплообмена – соосные (коаксиальные) цилиндрические поверхности или, другими словами, вложенные друг в друга цилиндры меньшего диаметра (см. рис. 1.2);

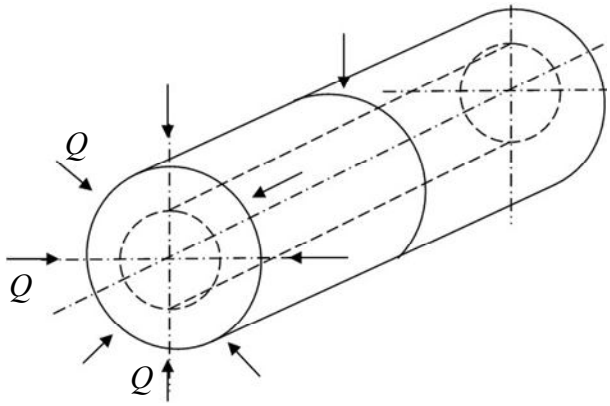

Рис. 1.2. Изотермические поверхности в бесконечном цилиндре

в) в шаре при равномерном нагреве или охлаждении изотермические поверхности – вложенные друг в друга сферы.

Градиент температуры (обозначается grad(T) или ∇T) – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности, в сторону увеличения температуры и численно равный изменению температуры по этому направлению:

$$\text{grad}(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{или} \quad \nabla(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n},$$

где n – нормаль; $\vec{n}_0$ – единичный вектор; ∇ – оператор Гамильтона ("набла") – символический вектор, заменяющий символ градиента.

Необходимым условием распространения тепла является *неравномерность* распределения температуры в рассматриваемой среде, поэтому для передачи тепла теплопроводностью необходимо *неравенство* нулю температурного градиента в различных точках тела.

В декартовой системе координат:

$$\text{grad}(T) = \nabla T = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{k}, \quad \frac{^\circ\text{C}}{\text{м}} = \frac{\text{К}}{\text{м}},$$

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

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

Обозначают количество теплоты Q_τ и измеряют в джоулях [Дж] или калориях [кал]:

1 ккал = 4,1868 кДж, 1 кДж = 0,24 ккал.

Тепловой поток (обозначают $\vec{Q}$) – количество теплоты, проходящее через заданную и нормальную к направлению распространения теплоты поверхность в единицу времени:

$$\vec{Q} = \vec{n_0}\frac{dQ_\tau}{d\tau}, \quad \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}.$$

При стационарном режиме теплообмена тепловой поток не изменяется во времени и рассчитывается по формуле:

$$Q = Q_\tau / \tau, \text{ Вт}.$$

В расчетах используют три вида удельных тепловых потоков:

а) *поверхностную плотность теплового потока* (обозначают: q, Вт/м^2) – тепловой поток, отнесенный к площади поверхности тела;

б) *линейную плотность теплового потока* (обозначают: q_ℓ, Вт/м) – тепловой поток, отнесенный к длине тела;

в) о*бъемную плотность теплового потока* (обозначают: q_v,Вт/м^3) – тепловой поток, отнесенный к объему тела.

Поверхностная плотность теплового потока – количество теплоты, проходящее через заданную и нормальную к направлению распространению теплоты *единичную* площадку в единицу времени:

$$\vec{q} = \vec{n_0}\frac{d^2Q_\tau}{d\tau\, dF} = \frac{d\vec{Q}}{dF}, \text{ Вт/м}^2,$$

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

$$q = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot F} = \frac{Q}{F}, \text{ откуда следует, что } Q = q \cdot F \text{ и } Q_\tau = q \cdot F \cdot \tau.$$

Линейная плотность теплового потока – тепловой поток, проходящий через боковую поверхность *единичной* длины некоего протяженного тела:

$$q_\ell = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot l} = \frac{Q}{l}, \text{ откуда следует, что } Q = q_l \cdot l \text{ и } Q_\tau = q_l \cdot l \cdot \tau$$

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

Поверхностная плотность теплового потока и линейная плотность теплового потока связаны между собой следующим соотношением:

$$q \cdot \Pi \cdot l = q_l l \text{ или } q_l = q \cdot \Pi,$$

где П – периметр тела постоянного поперечного сечения.

Например, для трубы диаметром d периметр равен длине окружности ($\Pi = \pi \cdot d$) и формула связи q и q_l примет вид:

$$q_l = q \cdot \pi \cdot d.$$

Объемная плотность теплового потока – количество теплоты, которое выделяется или поглощается внутри единичного объема тела в единицу времени:

$$q_v = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot V} = \frac{Q}{V}, \text{ откуда следует, что } Q = q_v \cdot V \text{ и } Q_\tau = q_v \cdot V \cdot \tau.$$

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

Элементарные способы передачи теплоты (виды процессов теплообмена)

Различают три элементарных способа передачи теплоты:

1. теплопроводность;
2. конвекция;
3. 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 имеет место 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 с более высокой температурой перемещается в область более низких температур, а холодный поток – в область с высокой температурой. В вакууме конвекция теплоты невозможна.

Тепловое излучение (радиационный теплообмен) – способ передачи теплоты за счет распространения электромагнитных волн в определенном диапазоне частот.

***Замечания*:**

– все тела выше 0 К обладают собственным тепловым излучением, то есть энергию излучают все тела;

– для передачи теплоты излучением не требуется тело-посредник, т.е. лучистая энергия может передаваться и в вакууме.

Закон Фурье

В 1807(22) году французский ученый Фурье предложил, что в каждой точке тела (вещества) в процессе теплопроводности существует однозначная связь между тепловым потоком и градиентом температуры:

$$\vec{Q} = -\lambda \cdot \mathrm{grad}(T) \cdot F\,, \qquad (1.1)$$

где Q – тепловой поток, Вт; $\mathrm{grad}(T)$ – градиент температурного поля, К/м; F – площадь поверхности теплообмена, м^2; λ – *коэффициент теплопроводности*, $\frac{\text{Вт}}{\text{м°С}} = \frac{\text{Вт}}{\text{мК}}$ – величина, характеризующая физические свойства вещества (приводят в справочной литературе).

Закон Фурье для поверхностной плотности теплового потока запишется в виде

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \mathrm{grad}(T)\,. \qquad (1.2)$$

Физический смысл коэффициента теплопроводности – характеризует способность данного вещества проводить теплоту (в общем случае зависит от структуры, плотности, влажности, давления и температуры).

Знак "–" 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, тепловой поток – в сторону убывания температуры.

Выражения (1.1) и (1.2) представляют собой линейный закон теплопроводности, т.к. в этом законе коэффициент теплопроводности есть величина постоянная (λ=*const*). При экспериментальной проверке закона Фурье обнаруживается отклонение расчета и экспе-

римента, которое в первом приближении можно учесть, сохранив форму записи закона, но приняв зависимость $\lambda=f(T)$. В этом случае получаем нелинейный закон Фурье:

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

Для разных веществ и их фазового состояния λ может, как увеличиваться, так уменьшаться с ростом температуры.

Приведем примерные значения коэффициента λ разных веществ.

Вещество	λ, Вт/(м·К)
Газы	0,005–0,5
Жидкости	0,07–0,7
Металлы	20–400

Дифференциальное уравнение теплопроводности

При решении задач, связанных с нахождением температурного поля, необходимо иметь дифференциальное уравнение теплопроводности. Для облегчения вывода этого дифференциального уравнения сделаем следующие допущения:

1) тело однородно и изотропно;

2) физические параметры постоянны;

3) деформация рассматриваемого объема, связанная с изменением температуры, очень мала по сравнению с самим объемом;

4) внутренние источники теплоты в теле, которые в общем случае могут быть заданы как $q_v = f(x, y, z, \tau)$, распределены равномерно.

В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен закон сохранения энергии, который в рассматриваемом случае может быть сформулирован следующим образом: количество теплоты dQ, введенное в элементарный объем извне за время $d\tau$ вследствие теплопроводности, а также от внутренних источников, равно изменению внутренней энергии или энтальпии вещества (в зависимости от рассмотрения изохорного или изобарного процесса), содержащегося в элементарном объеме:

$$dQ_1 + dQ_2 = dQ , \qquad (1.3)$$

где dQ_1 – количество теплоты, Дж, введенное в элементарный объем путем теплопроводности за время $d\tau$;

dQ_2 – количество теплоты, которое за время $d\tau$ выделилось в элементарном объеме dv за счет внутренних источников;

dQ – изменение внутренней энергии или энтальпии вещества, содержащегося в элементарном объеме dv, за время $d\tau$.

Для нахождения составляющих уравнения (3) выделим в теле элементарный параллелепипед со сторонами dx, dy, dz (рис. 1.3). Параллелепипед должен быть расположен так, чтобы его грани были параллельны соответствующим координатным плоскостям. Количество теплоты, которое подводится к граням элементарного объема за время $d\tau$ в направлении осей Ox, Oy, Oz, обозначим соответственно dQ_x, dQ_y, dQ_z.

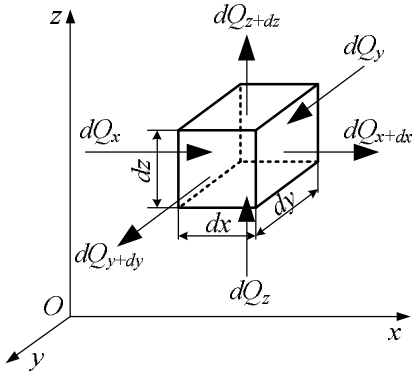

Рис. 1.3. К выводу уравнения теплопроводности

Количество теплоты, которое будет отводиться через противоположные грани в тех же направлениях, обозначим соответственно dQ_{x+dx}, dQ_{y+dy}, dQ_{z+dz}. Количество теплоты, подведенное к грани $dydz$ в направлении оси Ox за время $d\tau$ составляет $dQ_x = q_x dydzd\tau$, где q_x – проекция плотности теплового потока на направление нормали к указанной грани.

Количество теплоты, отведенное через противоположную грань элементарного параллелепипеда в направлении оси Ox, запишется как $dQ_{x+dx} = q_{x+dx} dydzd\tau$.

Разница между количеством теплоты, подведенного к элементарному параллелепипеду, и количеством теплоты отведенного от него за время $d\tau$ в направлении оси Ox, представляет собой количество теплоты:

$$dQ_{x1} = dQ_x - dQ_{x+dx}, \; dQ_{x1} = q_x dydzd\tau - q_{x+dx} dydzd\tau \qquad (a).$$

Функция q_{x+dx} является непрерывной в рассматриваемом интервале dx и может быть разложена в ряд Тейлора:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial^2 q_x}{\partial x} \frac{\partial x^2}{2!} + \ldots$$

$$dQ_{x1} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dxdydzd\tau. \qquad (b)$$

Если ограничиться двумя первыми членами ряда, то уравнение (a) запишется в виде (b). Аналогичным образом можно найти количество теплоты, подводимое к элементарному объему и в направлениях двух других координатных осей Oy и Oz.

Количество теплоты dQ, подведенное в результате теплопроводности к рассматриваемому объему, будет равно:

$$dQ_1 = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dxdydzd\tau. \qquad (c)$$

Определим вторую составляющую уравнения (1.3). Обозначим количество теплоты, выделяемое внутренними источниками в единице объема среды в единицу времени и называемое мощностью внутренних источников теплоты, через q_v, Вт/м^3, тогда:

$$dQ_2 = q_v dvd\tau. \qquad (d)$$

Третья составляющая в уравнении (1.3) найдется в зависимости от характера термодинамического процесса изменения системы. При рассмотрении изохорного процесса вся теплота, подведенная к элементарному объему, уйдет на изменения внутренней энергии вещества, заключенного в этом объеме, т. е. $dQ=dU$. Если рассматривать внутреннюю энергию единицы объема $u=u(t,v)$, тогда dU найдется как

$$dU = C_v \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv, \qquad (f)$$

где C_v – изохорная теплоемкость, Дж/(м^3·К); c_v – изохорная теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность вещества. Подставляя полученные выражения (*c*), (*d*) и (*f*) в уравнение (1.3), получаем:

$$c_v\rho\frac{\partial t}{\partial\tau}=-\left(\frac{\partial q_x}{\partial x}+\frac{\partial q_y}{\partial y}+\frac{\partial q_z}{\partial z}\right)+q_v, \qquad (1.4)$$

$$c_v\rho\frac{\partial t}{\partial\tau}=-\mathrm{div}\vec{q}+q_v. \qquad (1.4')$$

Выражения (1.4) и (1.4') являются **дифференциальными уравнениями энергии** *для изохорного процесса* переноса теплоты. При рассмотрении изобарного процесса вся теплота, подведенная к объему, уйдет на изменение энтальпии вещества, заключенного в этом объеме, и уравнение (1.3) запишется следующим образом:

$$dQ_1+dQ_2=dI. \qquad (1.5)$$

Если рассматривать энтальпию единицы объема как $i=i(t,P)$, то можно показать, что

$$dI=C_P\frac{\partial t}{\partial\tau}d\tau dv=c_P\rho\frac{\partial t}{\partial\tau}d\tau dv=\rho\frac{\partial i}{\partial\tau}d\tau dv, \qquad (g)$$

где C_P – изобарная теплоемкость единицы объема, Дж/(м^3·К); c_p – изобарная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К).

Если полученные выражения (*c*), (*d*) и (*g*) подставить в уравнение (1.5), получим:

$$\rho\frac{\partial i}{\partial\tau}=-\left(\frac{\partial q_x}{\partial x}+\frac{\partial q_y}{\partial y}+\frac{\partial q_z}{\partial z}\right)+q_v, \qquad (1.6)$$

$$\rho\frac{\partial i}{\partial\tau}=-\mathrm{div}\vec{q}+q_v. \qquad (1.6')$$

Соотношения (1.6) и (1.6') являются **дифференциальными уравнениями энергии** в самом общем виде для *изобарного процесса* переноса теплоты.

В твердых телах перенос теплоты осуществляется по закону Фурье $q=-\lambda\frac{\partial t}{\partial x}$, значение разности c_P и c_v мало и можно принять $c_P=c_v$ и равны *c*. Напомним, что проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси *Ox*, *Oy*, *Oz* определяются выражениями:

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

Подставляя полученные выражения проекций вектора плотности теплового потока в уравнение (1.4) и опуская индекс при *c*, получаем:

$$\frac{\partial t}{\partial\tau}=\frac{1}{c\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right)\right]+\frac{q_v}{c\rho}, \qquad (1.7)$$

$$\frac{\partial t}{\partial\tau}=\frac{1}{c\rho}\mathrm{div}\left(\lambda\mathrm{grad}t\right)+\frac{q_v}{c\rho}. \qquad (1.7')$$

Выражение (7), так же как и (7'), называется **дифференциальным уравнением теплопроводности**. Оно устанавливает связь между временным и пространственным изменениями температуры в любой точке тела, в котором происходит процесс теплопроводности.

Если принять теплофизические характеристики постоянными, то (1.7) принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{q_v}{c\rho}. \qquad (1.8)$$

В уравнении (1.8) можно обозначить

$$\frac{\lambda}{c\rho} = a, \qquad (h)$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t, \qquad (k)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Последнее выражение – выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат.

Выражение $\nabla^2 t$ в **цилиндрической** системе координат имеет вид:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}, \qquad (m)$$

где r – радиус-вектор; φ – полярный угол; z – аппликата.

Тогда уравнение (1.8) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}. \qquad (1.9)$$

Коэффициент пропорциональности a [м^2/с] называется *коэффициентом температуропроводности* и является физическим параметром вещества.

Если коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела.

Из уравнения (1.9) следует, что изменение температуры во времени $\partial t / \partial \tau$ для любой точки пространства пропорционально величине a. Иначе говоря, скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности a. Поэтому выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности.

Если система тел *не содержит внутренних источников теплоты* (q_v=0), тогда выражение (1.9) принимает форму уравнения Фурье:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t. \qquad (1.10)$$

Если *имеются внутренние источники теплоты*, то дифференциальное уравнение теплопроводности при стационарном режиме превращается в уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \qquad (1.11)$$

При *стационарной теплопроводности и отсутствии внутренних источников теплоты* выражение (1.8) принимает вид уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \qquad (1.12)$$

Условия однозначности. Граничные условия

Так как дифференциальное уравнение теплопроводности выведено на основе общих законов физики, то оно описывает явление теплопроводности в самом общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение описывает целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к дифференциальному уравнению *необходимо присоединить математическое описание* всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются *условиями однозначности* или *краевыми условиями*. Условия однозначности включают в себя:

1) геометрические условия (характеризующие форму и размеры тела, в которых протекает процесс);

2) физические условия (характеризующие физические свойства среды и тела);

3) временные (начальные) условия (характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени);

4) граничные условия (характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой).

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела, в котором протекает процесс.

Физическими условиями задаются физические параметры тела (λ, c, ρ и др.) и может быть задан закон распределения внутренних источников теплоты.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и состоят в задании закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени. В общем случае начальное условие аналитически может быть записано следующим образом (при τ=0):

$$t = f\left(x, y, z\right).$$

При равномерном распределении температуры в теле начальное условие упрощается (при τ=0):

$$t = t_0 = const\ .$$

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами:

Граничные условия **первого рода.** Задается распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени:

$$t_w = f\left(x, y, z, \tau\right), \qquad (1.13)$$

где t_c – температура на поверхности тела; x, y, z – координаты поверхности тела. В частном случае, когда температура на поверхности является постоянной на протяжении всего времени протекания процессов теплообмена, уравнение (1.13) упрощается и принимает вид:

$$t_w = const.$$

Граничные условия **второго рода**. Задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени. Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_w = f\left(x, y, z, \tau\right),$$

где q_w – плотность теплового потока на поверхности тела. В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной:

$$q_w = \text{const}\ .$$

Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

Граничные условия **третьего рода**. При этом задаются температура окружающей среды t_f и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон *Ньютона-Рихмана*: плотность теплового потока пропорциональна разности температур поверхности тела t_w и окружающей среды t_f:

$$q = \alpha\left(t_w - t_f\right),$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом теплоотдачи*, Вт/(м^2·К), характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

По закону сохранения энергии количество тепла, отводимое с единицы поверхности вследствие теплоотдачи, должно равняться теплу, подводимому к единице поверхности вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, тогда

$$\alpha\left(t_w - t_f\right) = -\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_w$$

или

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_w = \frac{\alpha}{\lambda}\left(t_f - t_w\right).$$

Граничные условия **четвертого** рода характеризуют теплообмен системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности (идеальный контакт):

$$\lambda_1\left(\frac{\partial t_1}{\partial n}\right)_w = \lambda_2\left(\frac{\partial t_2}{\partial n}\right)_w.$$

Таким образом, дифференциальное уравнение совместно с условиями однозначности дают полную математическую формулировку конкретной задачи теплопроводности, которая может быть решена аналитически, численно, экспериментально.