

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

Основные понятия и определения

Теплообменом принято называть обмен тепловой энергией между физическими телами (или системами), вызванный наличием разности температур этих тел (или систем). Такой перенос теплоты в соответствии со вторым законом термодинамики всегда имеет определенное направление от более нагретых тел (или систем) к менее нагретым.

Теплота может распространяться в любых веществах и даже через вакуум.

В реальных условиях теплообмен является сложным процессом. Однако ради простоты изучения различают три элементарных вида теплообмена: теплопроводность (кондукцию), конвекцию и тепловое излучение.

При *теплопроводности* перенос теплоты происходит за счет соударений и диффузии частиц тел, а также квантов упругих колебаний их кристаллических решеток — фононов, при макроскопической неподвижности всей массы вещества. В наиболее чистом виде теплопроводность можно наблюдать в твердых телах и тонких неподвижных слоях жидкости и газа. В металлах и полупроводниках теплообмен осуществляется за счет соударений и диффузии свободных электронов, а также упругих колебаний кристаллической решетки, т. е. теплопроводность складывается из двух слагаемых — электронной и фононной. В металлах вторая слагающая мала, в полупроводниках она больше, а в диэлектриках — является основной.

Основной закон теплопроводности – закон Фурье – является феноменологическим описанием процесса и имеет вид

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t,$$

где q – удельный тепловой поток, Вт/м²; λ – коэффициент теплопроводности вещества, Вт/(м · К); $\operatorname{grad} t$ – градиент температуры, К/м.

Под *конвекцией теплоты* понимают процесс передачи ее из одной части пространства в другую перемещающимися макроскопическими объемами жидкости или газа. В зависимости от причины, вызывающей движение, конвекция может быть *свободной* (естественной) или *вынужденной*, происходящей за счет действия внешних сил. Естественное или свободное движение жидкости или газа, а следовательно, и конвекция теплоты, вызываются разностью удельных весов неравномерно нагретой среды; принудительное, движение осуществляется нагнетателями (насосами, вентиляторами, компрессорами и др.).

Из определения конвекции следует, что количество передаваемой конвекцией в единицу времени теплоты прямо связано со скоростью движения среды. Теплота передается главным образом в результате проходящих потоков жидкости, или газа (макрообъемов), но отчасти теплота распространяется и в результате обмена энергией между частицами, т.е. теплопроводности. Таким образом, конвекция всегда сопровождается, теплопроводностью (кондукцией), следовательно, теплопроводность является, неотъемлемой частью конвекции. Совместный процесс конвекции теплоты и теплопроводности называют *конвективным теплообменом*.

Конвективный теплообмен между потоком теплоносителя и поверхностью называют *конвективной теплоотдачей*, или *теплоотдачей соприкосновением*, и описывают формулой Ньютона–Рихмана:

$$q_k = \alpha_k \Delta t, \quad (3.2)$$

где q_k – удельный поток теплоты, Вт/м²; α_k – коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/(м · К); Δt – средняя разность температур между греющей средой и нагреваемой поверхностью (температурный напор), К.

Величину, обратную коэффициенту теплоотдачи, $1/\alpha$ называют *термическим сопротивлением*. Коэффициент конвективной теплоотдачи зависит от многих факторов: скорости потока и характера движения, формы и размера обтекаемого тела, свойств и состояния среды и пр.

При *теплообмене излучением* (называемом также лучистой и радиационной теплоотдачей) тела не соприкасаются друг с другом и перенос теплоты между ними при наличии разности температур $T_1 > T_2$ осуществляется с помощью электромагнитной энергии. Происходит двойное превращение энергии – в теле с температурой T_1 теплота превращается в излучение – носитель электромагнитной энергии, а в теле с температурой T_2 в результате поглощения излучения электромагнитная энергия снова превращается в теплоту.

Результирующий тепловой поток от излучающей среды с абсолютной температурой $T_{\text{окр}}$ к поверхности, средняя абсолютная температура которой равна T_c , определяется по формуле, вытекающей из закона Стефана–Больцмана:

$$q_{\text{из}} = \sigma_0 \varepsilon_{\text{пр}} (T_{\text{окр}}^4 - T_c^4),$$

где $q_{\text{п}}$ – плотность теплового потока, Вт/м²; σ_0 – коэффициент излучения, Вт/(м²·К⁴); $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты, зависящая от свойств изучающей среды и поверхности и выражения в долях от степени черноты абсолютно черного тела, принимаемой за единицу.

Количество теплоты, передаваемое в единицу времени через произвольную поверхность F , в теории теплообмена принято называть *тепловым потоком* и обозначать буквой Q , Вт.

Следовательно,

$$q = Q/F; \quad Q = qF.$$

Возможны любые сочетания из трех указанных элементарных видов теплообмена. Такой *сложный теплообмен*, всегда имеющий место в реальных условиях, называется собственно *теплопередачей*.

Примером его может служить теплообмен между топочными газами в паровом котле и водой, движущейся по трубам, расположенным в топке и газоходах. Передача теплоты от факела горящего топлива к наружным поверхностям стенок труб осуществляется лучеиспусканием; от горячих газов к этим поверхностям – конвективной теплоотдачей, через стенки труб – теплопроводностью, а от внутренних стенок к воде – конвективной теплоотдачей.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Общие положения

Перенос теплоты за счет теплопроводности зависит от распределения температуры по объему тела. Совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени называется *температурным полем*. Математическое выражение температурного поля связывает температуру t с пространственными координатами любой точки x, y, z в данный момент времени τ :

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

Если температура является функцией одних только пространственных координат (x, y, z) , то такое поле называется *стационарным*, или *установившимся*. Однако часто температура каждой точки тела зависит также от времени τ , т.е. $t = f(x, y, z, \tau)$, и тогда поле называется *нестационарным*, или *неустановившимся*. Так, нагревающаяся в печи стальная заготовка имеет нестационарное поле, а в прогретой стенке здания температура каждой точки не меняется во времени и ее температурное поле будет стационарным.

Очевидно, что для установившегося температурного поля

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

ежима

Поверхность, объединяющую точки равной температуры, называют *изотермической*.

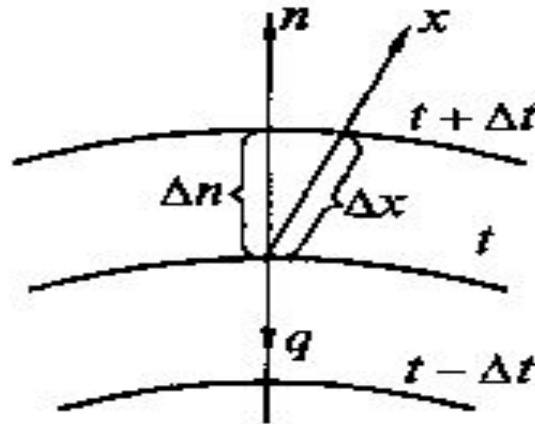
По закону Фурье (3.1)

$$q = -\lambda / \text{grad } t = -\lambda \frac{dt}{dn}.$$

Коэффициент теплопроводности

$$\lambda = -\frac{q}{\text{grad } t}.$$

Знак минус в уравнении (3.1) указывает на то, что вектор q направлен противоположно вектору $\text{grad } t$, т.е. в сторону наибольшего уменьшения температуры (рис. 3.1).



К пояснению закона теплопроводности Фурье

Отсюда видно, что коэффициент теплопроводности представляет собой количество теплоты, переносимой в единицу времени через единицу поверхности материала при падении температуры на один градус на единицу длины.

Опытным путем установлено, что коэффициент теплопроводности зависит от свойств вещества (его плотности, структуры, влажности и т.п.) и параметров состояния (давления, температуры). Значения λ для различных веществ и условий сводятся в таблицы (табл. 3.1). В ответственных случаях для специфических условий их определяют непосредственно в лаборатории. Зависимость λ от температуры t для большинства материалов имеет линейный характер.

$$\lambda = \lambda_0(1 + bt),$$

где λ_0 — значение λ при $0\text{ }^\circ\text{C}$; b — постоянная, зависящая от свойств материала.

Однако в технических расчетах значения λ принимаются обычно постоянными, равными среднеарифметическим в данных пределах изменения температуры.

Таблица 3.1. Коэффициенты теплопроводности

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$
Металлы:	—	2,3...418
Серебро	0	418
Медь	0	392
Алюминий	0	209
Сталь	0	50,1
Ртуть	0	8,2
Строительные и изоляционные материалы:	—	0,023...2,9
Кирпич шамотный	500	0,75
Кирпич красный	0	0,6...0,66
Песок (влажность 10%)	0...40	0,57...0,83
Стеклянная вата (влажность 10%)	20...30	0,052
Асбест	0	0,072
Котельная накипь	100	0,08...2,3
Ламповая сажа	40	0,07...0,116
Вода	0/100	0,55/0,68
Воздух	0/100	0,0244/0,0805

Для решения задачи по определению количества теплоты, передаваемой теплопроводностью, было найдено дифференциальное уравнение теплопроводности при следующих допущениях: тело однородно, изотропно, физические параметры его постоянны.

Общее дифференциальное уравнение теплопроводности в декартовой системе координат:

$$\frac{dt}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c_p} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c_p},$$

где $dt/d\tau$ — ско, $a = \lambda/c_p$ — коэффициент температуропроводности, величина которого пропорциональна скорости прогрева (или остывания), m^2/c ; q_v — удельная объемная теплопроизводительность внутренних источников, $Вт/м^3$; $\nabla^2 t$ — дифференциальный оператор Лапласа.

Наиболее простые соотношения получаются при условии стационарного (установившегося) режима, в которых температура тела не зависит от времени, т.е. $dt/d\tau = 0$, следовательно,

$$a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c_p} = 0, \text{ или } \nabla^2 t + q_v/\lambda = 0.$$

При отсутствии внутренних источников тепла для одномерной задачи получим

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0.$$

Теплопроводность плоской стенки

Из предыдущего следует, что для плоской стенки, или иначе для неограниченной пластины, условие установившегося режима выражается уравнением

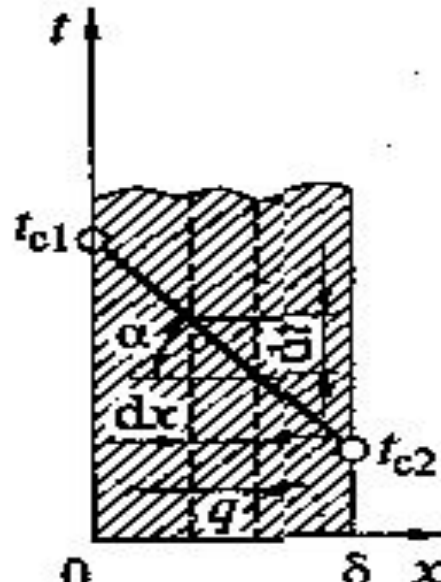
$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0.$$

Решив это уравнение, получим $dt/dx = c_1$ и следовательно,

$$t = c_1 x + c_2,$$

где c_1 и c_2 - постоянные интегрирования.

Отсюда вытекает, что в плоской стенке без внутренних источников теплоты температура распределяется по закону прямой линии (рис. 3.2, а).



Определив значения постоянных (приняв один раз $x = 0$, а другой раз $x = \delta$) и подставив их в уравнение (3.6), найдем значение температуры в любой точке:

$$t_x = t_{c2} + \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} x.$$

Тепловой поток, проходящий через 1 м^2 стенки, можно выразить следующим образом:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} = \frac{\lambda}{\delta} (t_{c1} - t_{c2}) = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta/\lambda}.$$

Закон Фурье можно записать в форме, аналогичной закону Ома в электротехнике, введя понятие о тепловом (термическом) сопротивлении:

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{R},$$

где $R = \frac{\delta}{\lambda}$ — тепловое (термическое) сопротивление стенки, $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$.

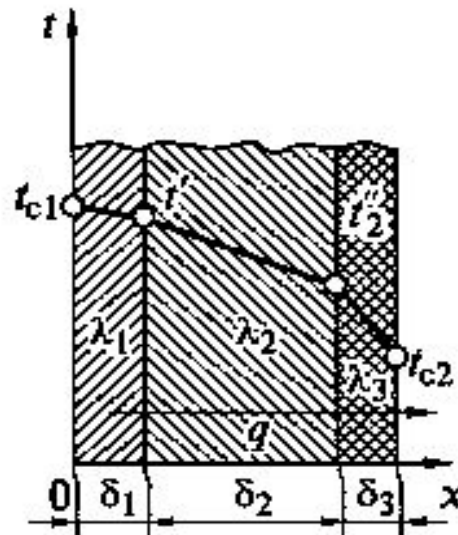
Для многослойной сложной стенки, состоящей из n слоев, тепловое сопротивление будет равно сумме сопротивлений отдельных слоев:

$$R = \sum_1^n R_i = \sum_1^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}.$$

В этом случае удельный тепловой поток может быть определен по формуле

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{R} = \frac{\Delta t}{\sum_1^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

Распределение температур внутри многослойной стенки изображается ломаной линией (рис. 3)



Температура изменяется только вдоль радиуса (по координате r), а по длине трубы и по ее периметру остается неизменной (рис. 3.2, б). В этом случае $\text{grad } t = dt/dr$ и закон Фурье будет иметь вид

$$q = -\lambda(dt/dr)$$

или

$$Q = Fq = 2\pi r l \lambda(dt/dr).$$

Интегрирование уравнения (3.9) в определенных пределах (по t от t_{c1} до t_{c2} и по r от r_1 до r_2) дает зависимость для расчета теплового потока Q (Вт) через цилиндрическую стенку:

$$Q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\frac{1}{2\pi\lambda l} \ln(d_2/d_1)} = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{R};$$

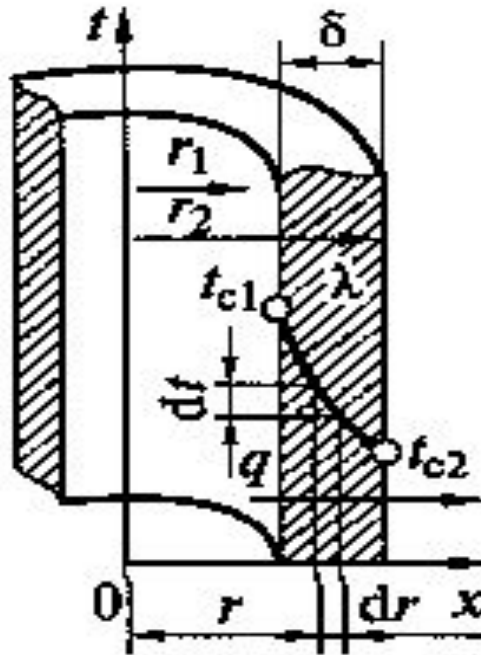
$$R = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln(d_2/d_1),$$

где l и d – соответственно длина и диаметр трубы, м.

Количество теплоты, отнесенное к 1 м длины трубы, определяется по формуле

$$q_l = \frac{Q}{l} = 2\pi\lambda \frac{(t_{c1} - t_{c2})}{\ln(d_2/d_1)}.$$

Температура внутри стенки распределяется по логарифмической кривой, изображенной на рис.



Для многослойной цилиндрической трубы, покрытой n слоями тепловой изоляции, количество теплоты, отнесенное к 1 м длины трубы, определяется по формуле

$$q_l^n = \frac{Q}{l} = - \frac{2\pi(t_{c1} - t_{c(n+1)})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}}$$

Конвективный теплообмен

Общие положения

Обычно жидкие и газообразные теплоносители нагреваются или охлаждаются при соприкосновении с поверхностью твердых тел. Например, дымовые газы в печах отдают свое тепло нагреваемым заготовкам, а в паровых котлах – трубам, внутри которых греется или кипит вода; воздух в комнате греется от горячих приборов отопления и т.д. Процесс теплообмена между поверхностью твердого тела и жидкостью называется *теплоотдачей*, а поверхность тела, через которую переносится теплота, — *поверхностью теплообмена*, или *теплоотдающей поверхностью*.

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

$$Q = \alpha F |t_c - t_{ж}|.$$

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

Коэффициент пропорциональности α [Вт/(м²К)], называемый *коэффициентом теплоотдачи*, характеризует интенсивность процесса теплоотдачи.

Удельный тепловой поток находят в соответствии с формулой (3.2):

$$q = \frac{Q}{F} = \alpha(t_c - t_{\text{ж}}) = \alpha \Delta t,$$

где $\Delta t = t_c - t_{\text{ж}}$ – температурный напор теплоотдачи.

При использовании формул (3.2) и (3.13) основные трудности состоят в определении коэффициента теплоотдачи α , являющегося функцией многих переменных, взаимные связи которых определяются системой сложных и труднорешаемых дифференциальных уравнений.

Ранее было установлено, что α зависит от коэффициента теплопроводности λ и скорости потока w , коэффициента кинематической вязкости ν , теплоемкости c , температур жидкости $t_{\text{ж}}$ и стенки t_c и других факторов (форм поверхности Φ , размеров поверхности l_1, l_2, \dots). Таким образом,

$$\alpha = f(w, \lambda, c, \rho, \mu, t_{\text{ж}}, t_c, \Phi, l_1, l_2, \dots).$$

Для изучения процессов теплообмена и упрощения задачи получения надежных данных по величине коэффициентов теплообмена большое значение имеет теория подобия физических процессов и теория теплового моделирования.

В теории физического подобия рассматриваются условия подобия физических явлений. Для установления подобия и моделирования таких явлений отдельные физические размерные величины объединяют в безразмерные комплексы, так называемые *критерии подобия*, рассматривая которые как новые переменные можно получить опытные зависимости, оказывающиеся действительными и за пределами проведенного эксперимента

В соответствии с теорией подобия при правильно выбранной структуре критериев подобия они имеют свойство сохранять одно и то же значение для данной группы подобных явлений. Иначе говоря, если физические процессы подобны друг другу, то одноименные критерии подобия этих процессов имеют одинаковую величину. Наиболее часто в уравнениях конвективного теплообмена используются критерии подобия, указанные в табл. 3.2.

Таблица 3.2. Основные критерии подобия и их физический смысл

Формула	Название критерия	Величины, входящие в критерий	Физический смысл
$Re = \frac{wd}{\nu}$	Критерий Рейнольдса (критерий режима движения жидкости)	w – скорость потока, м/с; d – эквивалентный диаметр канала, м; ν – коэффициент кинематической вязкости, м ² /с	Характеризует гидродинамический режим движения, являясь мерой отношения сил инерции и вязкости. При малых силах инерции и больших силах вязкости движение ламинарное, в противоположном случае — турбулентное
$Gr = \frac{\beta_p g l^3 \Delta t}{\nu^2}$	Критерий Грасгофа (критерий подъемной силы)	$\beta_p = \frac{1}{\nu_p} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p$ – коэффициент объемного расширения, К ⁻¹ ; $\beta_p = 1/T$ – для идеального газа; Δt – разность температур в двух точках системы потока и стенки, К. Если $\rho_{ж}$ и $\rho_{с}$ – плотности жидкости в двух точках $\frac{\rho_{ж} - \rho_{с}}{\rho_{ж}} = \beta \Delta t$; $\beta = \frac{1}{273 + t}$	Характеризует гидродинамическое подобие при свободном движении жидкости; отражает соотношение между подъемной силой, заставляющей всплывать нагретые частицы теплоносителя (архимедова сила), и силой вязкостного трения, препятствующей подъему этих частиц. Чем Gr больше, тем свободное движение интенсивнее
$a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$	Критерий Нуссельта (критерий теплоотдачи)	α – коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/(м ² ·К); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)	Характеризует отношение между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока. Чем Nu больше, тем интенсивнее процесс конвективного теплообмена
$Pr = \frac{\nu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$	Критерий Прандтля (критерий физических свойств жидкости)	c_p – теплоемкость жидкости при постоянном давлении, Дж/(кг·К); $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ – коэффициент температуропроводности, м ² /с; λ – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К)	Характеризует физические свойства жидкости и способность распространения теплоты в жидкости. Для газов Pr = 0,67... 1,0 и зависит только от атомности, для жидкостей Pr = 1 ...2500, для жидких металлов Pr = 0,005... 0,05

Таким критериям присвоены имена выдающихся ученых в области теплопередачи и гидродинамики. Поэтому α определяют с помощью экспериментов на моделях и, используя теорию подобия, переносят полученные результаты на полномерные объекты. Для этого на основе опытов составляются критериальные уравнения (α входит в $Nu = \alpha l/\lambda$):

$$Nu = f(Re, Gr, Pr).$$

При вынужденном движении жидкости влияние свободной конвекции незначительно и критерий Грасгофа (Gr) можно не учитывать:

$$Nu = f(Re, Pr).$$

Если жидкость движется свободно, то исключается критерий Рейнольдса (Re):

$$Nu = f(Gr, Pr).$$

Многолетние эксперименты в области конвективного теплообмена позволили накопить большое количество опытных данных по определению α для различной совокупности влияющих на него факторов и часто встречающихся компоновок теплообменных аппаратов. Ориентировочные значения α приведены в табл. 3.3.

Увеличение α при переходе от газов к жидкости свидетельствует о том, что при выборе теплоносителя при прочих приемлемых условиях следует отдавать предпочтение последним.

Таблица 3.3. Ориентировочные значения коэффициента теплоотдачи

Условия конвективного теплообмена	α , Вт/(м ² · К)
Газы при естественной конвекции	6... 100
Вода при естественной конвекции	100... 1000
Газы при движении в трубах или между ними	12... 300
Вода при движении в трубах или между ними	1000...1200
Кипение воды в трубах (пузырьковое)	580...52 000
Конденсация водяного пара пленочная	4650... 17500
Конденсация водяного пара капельная	46 500... 140000

В общем случае для определения α можно пользоваться критериальным уравнением М. А. Михеева и табл. 3.4:

Таблица 3.4. Значения констант C и m уравнении (3.16) в зависимости от Gr Pr

Константа	Значения констант при Gr Pr		
	$10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7 \dots 10^{13}$
C	1,18	0,54	0,135 .. 0,33
m	0,125	0,25	

Уравнение (3.16) применимо для тел любой формы при омывании их любыми капельными жидкостями и газами при $Pr \geq 0,7$; за определяющую температуру принимают среднюю температуру пограничного слоя $t_m = 0,5(t_{ж} + t_{ст})$, за определяющий геометрический размер: для труб и шаров — их диаметр, а для плоских стенок — их высоту.

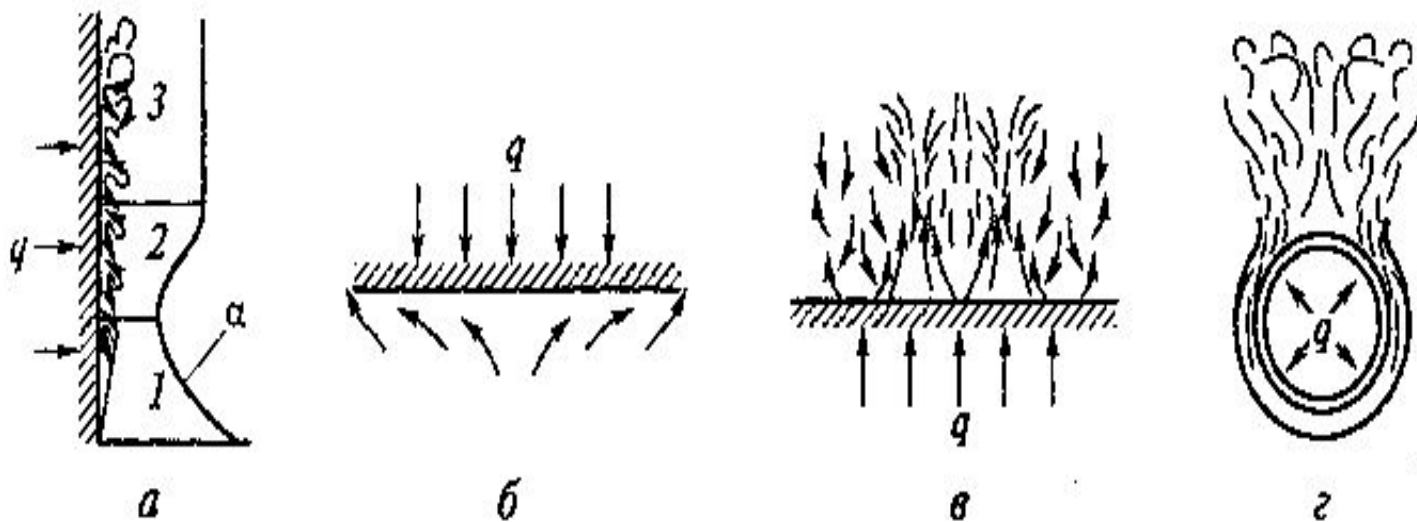


Рис. 3.3. Характер движения жидкости при естественной конвекции в неограниченном пространстве:

а — нагрев вертикальной стенки; б — нагрев горизонтальной стенки сверху; в — нагрев горизонтальной стенки снизу; г — нагрев горизонтальной трубы изнутри; 1, 2, 3 — соответственно ламинарный, локонообразный, турбулентный участки движения

Теплоотдача при вынужденном движении

Она имеет место в различных теплообменных устройствах, поскольку широкие возможности изменения скорости потока в них позволяют легко изменять интенсивность теплоотдачи.

Вынужденное движение рабочего тела, осуществляемое с помощью нагнетателей: насосов, вентиляторов, компрессоров, – является самым распространенным в технике.

Движение может быть ламинарным (вязкостным) или, чаще всего, турбулентным. Характер движения определяется значением критерия Рейнольдса $Re = wd/v$. Ламинарный режим наблюдается при $Re < 2300$. Турбулентное движение может быть при $Re > 3000$, но стабильный турбулентный режим наблюдается в обычных условиях при $Re > 1 \cdot 10^4$. Между значениями Re от 2300 до 10000 движение может носить неустойчивый характер (переходной режим).

При ламинарном режиме (рис. 3.4,а) жидкость движется несмешивающимися геометрически подобными струями, а при турбулентном режиме (рис.3.4,б) поток пронизывается хаотически движущимися вихрями и жидкость перемешивается. Чем больше турбулентность, тем интенсивнее перемешивается жидкость, однако температура теплоносителя по сечению практически постоянна и поэтому роль свободной конвекции, зависящей от разности температур, заметного влияния на теплоотдачу не оказывает.

У стенки всегда наблюдается вязкий подслой (ламинарный пограничный слой), в котором жидкость движется крайне медленно и как бы прилипает к поверхности. Теплота через этот тонкий слой распространяется только за счет теплопроводности, и в нем наблюдается очень резкое падение температуры – от температуры жидкости до температуры стенки. Пограничный слой ограничивает теплоотдачу от жидкости к стенке.

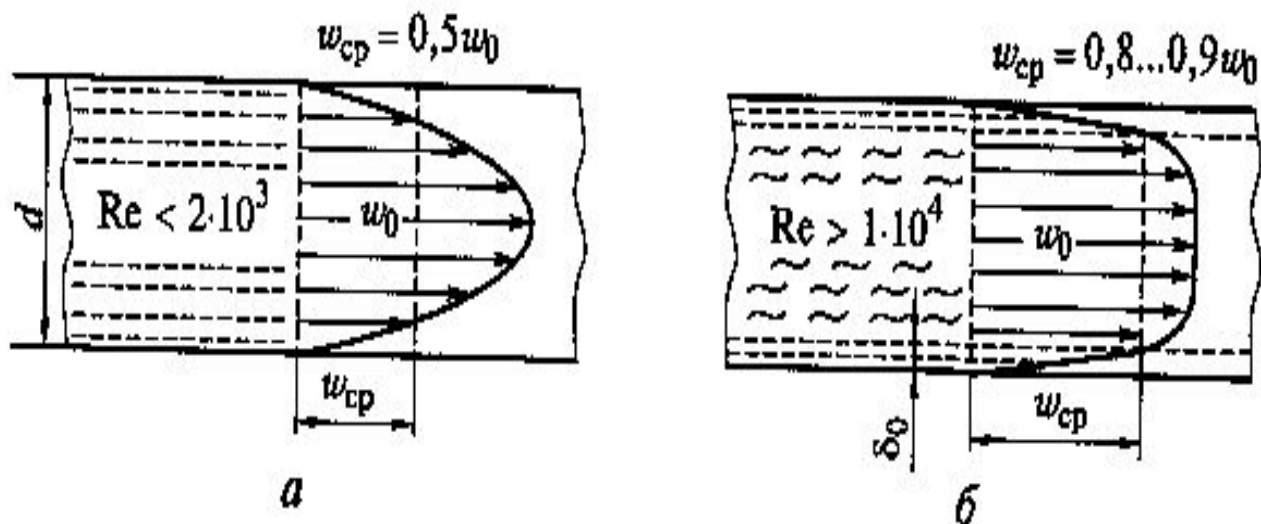


Рис. 3.4. Распределение скоростей по сечению трубы при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах

Наоборот, при ламинарном движении в трубах перенос теплоты в радиальном направлении осуществляется за счет теплопроводности и теплоотдачи от жидкости к стенке (или наоборот) и протекает медленно вследствие малой теплопроводности жидкости.

Для расчета теплоотдачи при вынужденном движении жидкости внутри или снаружи круглой трубы применяются критериальные уравнения типа

$$Nu = C Re^m Pr^n,$$

где C , m и n определяются по опытным данным в зависимости от условий эксперимента.

При *ламинарном движении* любой жидкости рекомендуется следующее критериальное уравнение М. А. Михеева:

$$Nu = 0,17 Re_{ж}^{0,33} Pr_{ж}^{0,43} Gr_{ж}^{0,1} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Определяющая температура – температура жидкости, определяющий размер – эквивалентный диаметр $d_{э\text{кв}} = 4F/\Pi$ (где F – площадь сечения канала, Π – периметр сечения). Критерий $Gr_{ст}$ выбирается по средней температуре стенки.

Параметр $(Pr_{ж}/Pr_{ст})$ учитывает влияние направления теплового потока и температурного напора. Это уравнение применимо в широком диапазоне значений Pr и Gr .

При *турбулентном движении* в результате интенсивного перемешивания температура жидкости по сечению ядра практически одинакова, поэтому критериальное уравнение для этого случая имеет вид

$$Nu = 0,021 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Определяющие параметры те же, что и в предыдущем уравнении. Эта формула применима для всех капельных и газообразных жидкостей ($Pr_{ж} = 0,7...2500$) при $Re > 10^4$.

Теплоотдача при кипении жидкости

Фазовые превращения вещества – кипение, испарение, конденсация, сублимация – сопровождаются существенным изменением условий теплообмена около поверхности. Переход теплоносителя из одного агрегатного состояния в другое влияет на механизм и интенсивность теплообмена.

Теплообмен при кипении воды является важнейшим процессом, протекающим в парогенераторах (котлах), различных испарителях и атомных реакторах, и по своей физической сущности отличается большой сложностью.

Процесс парообразования – кипение – характеризуется образованием новых свободных поверхностей раздела жидкой и паровой фаз внутри жидкости, нагретой выше температуры насыщения.

Возникновение процесса кипения возможно только при наличии в жидкости центров парообразования, которыми являются взвешенные частички и неровности, микротрещины поверхности нагрева, а также адсорбированные на поверхности нагрева газы.

При испарении жидкости в полости пузырей объем их увеличивается и пузыри, достигнув определенного размера, отрываются от стенки. Размер пузыря при обрыве определяется условиями механического равновесия между подъемной силой, стремящейся оторвать пузырек от поверхности и силой поверхностного натяжения, удерживающего его на поверхности.

После зарождения паровые пузыри быстро растут, отрываются от поверхности и всплывают, но небольшие части их остаются на поверхности и служат зародышами следующих пузырей (рис. 3.5, а).

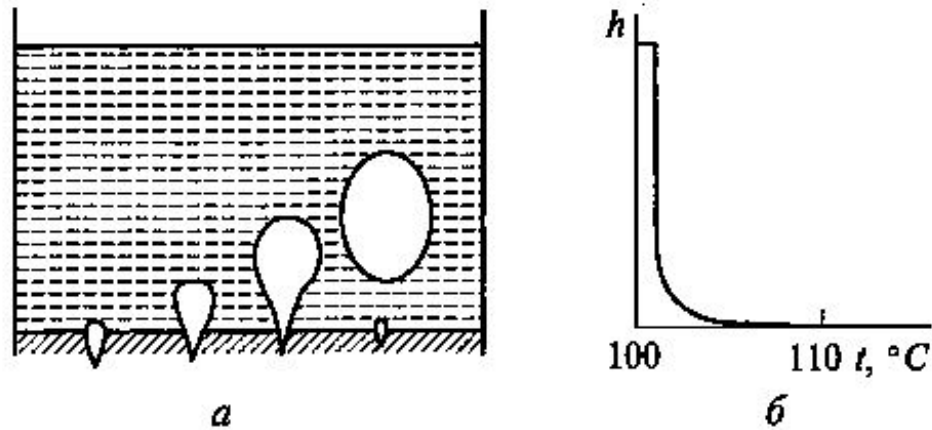


Рис. 3.5. Схема зарождения паровых пузырей в микротрещине обогреваемой поверхности (а) и распределение температуры по высоте сосуда с кипящей водой (б)

Число центров парообразования на греющей поверхности увеличивается по мере роста плотности теплового потока q , поскольку при этом увеличивается

Механизм парообразования и интенсивность теплообмена определяются разностью температур стенки и жидкости $\Delta t = t_c - t_{ж}$ (температурным напором). На рис. 3.6 изображена типичная зависимость тепловой нагрузки q (плотности теплового потока) и коэффициента теплоотдачи α от температурного напора.

При значениях $\Delta t < 5$ °С количество отделяющихся от поверхности нагрева пузырьков невелико, и пузырьки не способны еще вызвать существенного перемешивания жидкости. В этих условиях интенсивность теплообмена определяется свободным движением жидкости, и коэффициент теплоотдачи слабо увеличивается с ростом Δt . Такой режим кипения называется *конвективным* (зона естественной конвекции на рис. 3.6).

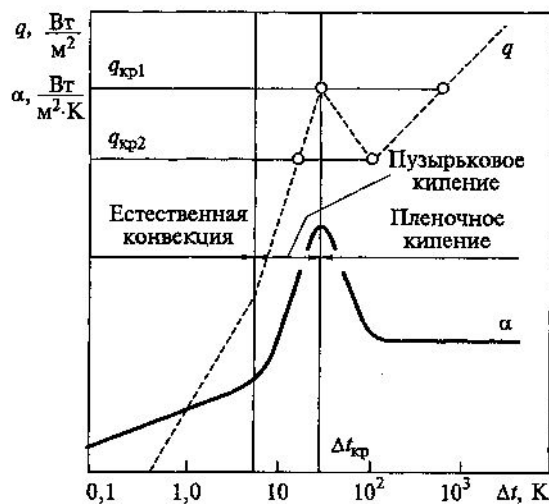


Рис. 3.6. Зависимость плотности теплового потока q и коэффициента теплоотдачи α от температурного напора $\Delta t = t_c - t_{ж}$ (в логарифмических координатах)

Дальнейшее увеличение температурного напора Δt сопровождается ростом числа пузырьков пара, и их движение после отрыва вызывает интенсивное перемешивание жидкости. Наступает режим развитого *пузырькового кипения*, при котором коэффициент теплоотдачи и тепловая нагрузка резко возрастают (см. зону пузырькового кипения на рис. 3.6).

При некоторой величине Δt отдельные пузырьки пара начинают соединяться и образуют паровую пленку, которая покрывает сначала отдельные участки поверхности нагрева, а затем отделяет полностью жидкость от поверхности нагрева. Пленка периодически разрушается и уходит от поверхности в виде больших пузырей. Вместо разрушившейся пленки возникает новая. Такой режим кипения называется *пленочным*.

В этих условиях теплота передается от поверхности нагрева к жидкости путем теплопроводности, конвективного теплообмена и излучения, а испарение происходит с поверхности пленки. Так как теплопроводность пара значительно меньше теплопроводности жидкости, то появление паровой пленки приводит к резкому уменьшению коэффициента теплоотдачи (см. зону пленочного кипения на рис. 3.6).

Когда пленка устойчиво покрывает всю поверхность нагрева, условия теплообмена стабилизируются и при дальнейшем росте Δt коэффициент теплоотдачи остается практически неизменным, а тепловая нагрузка увеличивается пропорционально Δt .

В области перехода пузырькового кипения в пленочное зависимость $q = f(\Delta t)$ имеет максимум. Величины Δt , q , соответствующие моменту перехода пузырькового режима кипения в пленочное, называются *критическими*.

Критические параметры, соответствующие переходу пузырькового кипения в пленочное, для воды равны: $\Delta t_{кр} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$; $\alpha_{кр} = 46500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; $q_{кр1} = 1,16 \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

В технике стараются не приближаться к критической тепловой нагрузке $q_{кр1}$, соответствующей переходу к пленочному режиму кипения. Дело в том, что в аппаратах, в которых тепловой поток задается независимо от интенсивности теплоотдачи (например, в электронагревателях), случайное, даже непродолжительное по времени, превышение тепловой нагрузки над $q_{кр1}$ приведет к переходу в пленочный режим кипения и температура нагревателя резко возрастет – почти на $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ (см. рис. 3.6). Даже легированные стали не выдерживают столь высоких температур. Обратный переход к пузырьковому кипению происходит только при достаточно сильном снижении тепловой нагрузки до $q_{кр2}$.

Для расчета $\alpha_{кр}$ для воды при пузырьковом режиме кипения при $p=1\dots 200 \text{ бар}$ можно использовать формулу

$$\alpha_{кр} = 3,4q^{0,7} p_s^{0,18} = 33,4\Delta t^{2,33} p_s^{0,5},$$

где q – тепловая нагрузка, $\text{Вт}/\text{м}^2$; p_s – давление насыщенных паров воды; Δt – температурный напор.

Теплоотдача при конденсации

Переход вещества из газообразного состояния в жидкое называют *конденсацией*. Различают конденсацию в объеме пара или парогазовой смеси и конденсацию на поверхности твердого тела или жидкости, с которыми пар находится в контакте. Чаще на практике встречается поверхностная конденсация (конденсаторы турбин, теплообменные аппараты и др.).

Конденсат выпадает на поверхность твердого тела в виде сплошной пленки или в виде отдельных капель жидкости, т. е. конденсация может иметь пленочный или капельный характер. Возможна и смешанная конденсация, при которой на различных участках поверхности наблюдаются как пленочная, так и капельная конденсация.

Освобождающаяся при конденсации теплота передается холодной поверхности. При пленочной конденсации пар отделен от стенки тонким слоем конденсата, который создает значительное термическое сопротивление тепловому потоку. При капельной конденсации возможен непосредственный контакт пара со стенкой, поэтому теплообмен протекает в 5... 10 раз интенсивнее, чем при пленочной конденсации.

На рис. 3.7,а представлен процесс пленочной конденсации на вертикальной поверхности. По мере отекания конденсата по поверхности высотой h количество конденсата увеличивается, соответственно возрастают толщина пленки δ и средняя по толщине скорость течения конденсата. При значениях числа Рейнольдса $Re = w\delta/\nu$, превышающих $Re_{кр} = 400$, ламинарное течение переходит в турбулентное.

На коэффициент теплоотдачи оказывает влияние направление движения пара. Движение пара вдоль вертикальной стенки вниз увеличивает скорость течения пленки, уменьшает ее толщину и увеличивает коэффициент теплоотдачи. При противоположном движении пара и пленки наблюдается обратный эффект.

В многорядных пучках труб конденсат стекает с верхних рядов на нижние и пленка становится все толще, а α — все меньше (рис. 3.7, б). Для борьбы с этим явлением разработаны наивыгоднейшие комбинации расположения труб в пучке (например, в конденсаторах паротурбинных установок). Наибольшее значение α имеет при ромбическом расположении труб под углом 60° в пучке, повернутом на угол Ψ . Такая схема носит название схемы Шмидта (рис. 3.7, в).

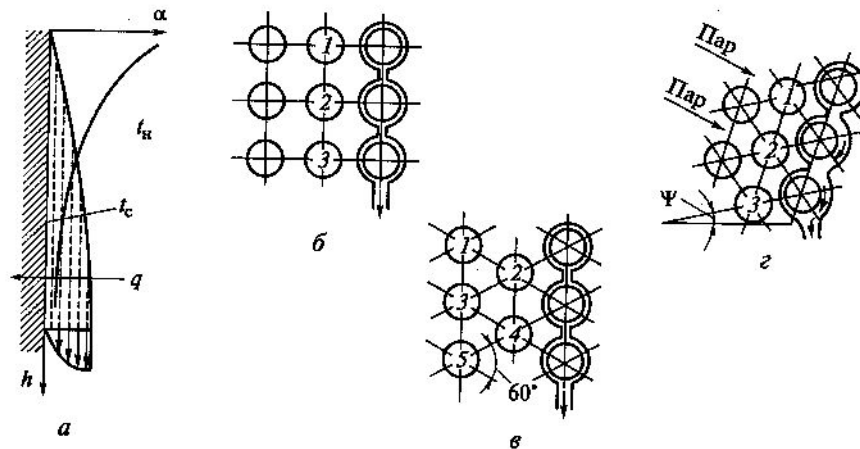


Рис. 3.7. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте пластины при пленочной конденсации пара (а) и схемы расположения труб (1...5) в конденсаторах: коридорная (б), ромбическая (в), ромбическая с утонченной пленкой (г)

Большое влияние на интенсивность теплоотдачи при конденсации оказывает содержание в паре газов. Скапливаясь у теплоотдающих или тепловоспринимающих поверхностей, газы резко уменьшают коэффициент теплоотдачи (за счет малого значения их теплопроводности). Так, например, наличие в паре 2% воздуха уменьшает α примерно в три раза. Поэтому в теплообменниках с двухфазной средой предусматривают отсос газов и продувку застойных зон.

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Основные определения

Тепловое излучение есть результат превращения внутренней энергии тел в энергию электромагнитных колебаний. При попадании тепловых лучей (волн) на другое тело их энергия частично поглощается им, снова превращаясь во внутреннюю. Так осуществляется лучистый теплообмен между телами.

Из курса физики известно, что все тела при температурах, отличных от абсолютного нуля, излучают и поглощают кванты электромагнитного поля – фотоны, распространяющиеся со скоростью света ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

При температурах, с какими обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при длине волны λ от 0,8 до 400 мкм. Эти лучи принято называть *тепловыми (инфракрасными)*. Излучение состоит из видимого (светового) спектра (от 0,4 до 0,8 мкм) и из инфракрасного спектра (от 0,8 до

Тепловой поток, излучаемый на всех длинах волн с единицы поверхности тела по всем направлениям, называется *поверхностной плотностью потока интегрального излучения* E (Вт/м²).

Излучательная способность определяется природой данного тела и его температурой. Это — собственное излучение тела.

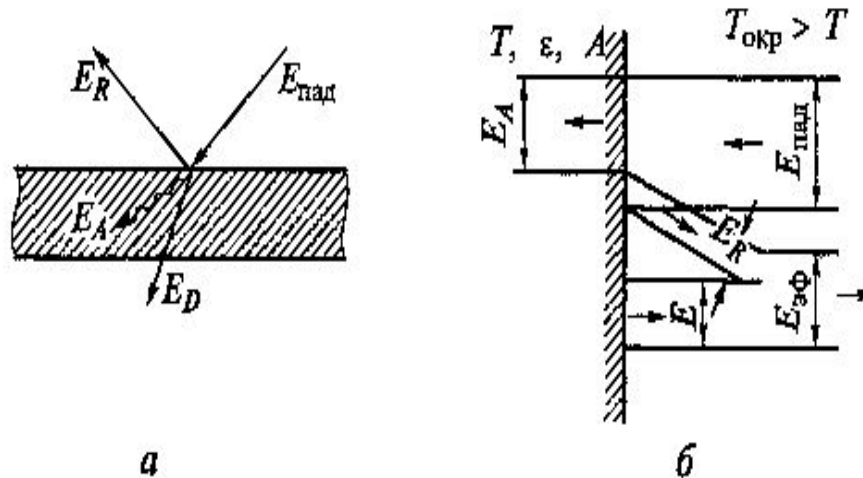


Рис. 3.8. Распределение энергии излучения, падающей на тело (а) и графическое соотношение величин $E_{\text{пад}}$, E_A , E_R и $E_{\text{эф}}$ (б)

Поскольку свет и тепловое излучение имеют одинаковую природу, между ними много общего. Часть энергии излучения $E_{\text{пад}}$ падающей на тело (рис. 3.8,а) поглощается (E_A), часть отражается (E_R) и часть проникает сквозь него (E_D).

Таким образом,

$$E_A + E_R + E_D = E_{\text{пад}}$$

Это уравнение теплового баланса можно записать в безразмерной форме

$$A + R + D = 1.$$

Величина $A = E_A / E_{\text{пад}}$ называется *коэффициентом поглощения*, $R = E_R / E_{\text{пад}}$ — *коэффициентом отражения*, $D = E_D / E_{\text{пад}}$ — *коэффициентом пропускания*.

Тело, поглощающее все падающее на него излучение, называется *абсолютно черным*. Для этого тела $A = 1$. Тела, для которых коэффициент $0 < A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называются *серыми*. Для *абсолютно белого тела* $R = 1$, для *абсолютно прозрачного* $D = 1$.

Если поверхность поглощает тепловые лучи, но не поглощает световые, она не кажется черной. Более того, наше зрение может воспринимать такую поверхность как белую, например снег, для которого $A = 0,98$. Стекло, прозрачное в видимой части спектра, почти не прозрачно для тепловых лучей ($A = 0,94$).

Твердые и жидкие тела в большинстве излучают энергию всех длин волн в интервале от 0 до ∞ , т.е. имеют сплошной спектр излучения (хотя наибольшее количество энергии испускается в пределах длин волн от 0,8 до 80 мкм). Чистые (неокисленные) металлы и газы характеризуются *выборочным* — *селективным излучением*, т. е. излучают энергию только определенных длин волн.

В большинстве твердых и жидких тел поглощение тепловых лучей завершается в тонком поверхностном слое, т.е. не зависит от толщины тела. Для этих тел тепловое излучение обычно рассматривается как поверхностное явление. В газе, в силу значительно меньшей концентрации молекул, процесс лучистого теплообмена носит объемный характер. Коэффициент поглощения газа зависит от размеров («толщины») газового объема и давления газа, т. е. концентрации поглощающих молекул.

Сумма потоков собственного и отраженного, телом излучения называется *эффективным излучением*

$$E_{\text{эф}} = E + RE_{\text{пад}}$$

Суммарный процесс взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах тел называется *лучистым теплообменом*.

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА

Закон Планка

Этот закон устанавливает распределение интенсивности излучения по различным участкам спектра длин волн λ . Выделим участок $d\lambda$ в окрестности точки λ спектра (рис. 2.0). В этом интервале длин волн излучается энергия dE

Связь спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $I_{0\lambda}$ (в дальнейшем все характеристики абсолютно черного тела будем записывать с индексом 0) с длиной волны излучения λ и абсолютной температурой тела была установлена в 1900 г. М.П.

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{(e^{c_2 / (\lambda T)} - 1)},$$

где $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м² и $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м · К – постоянные излучения; e – основание натуральных логарифмов.

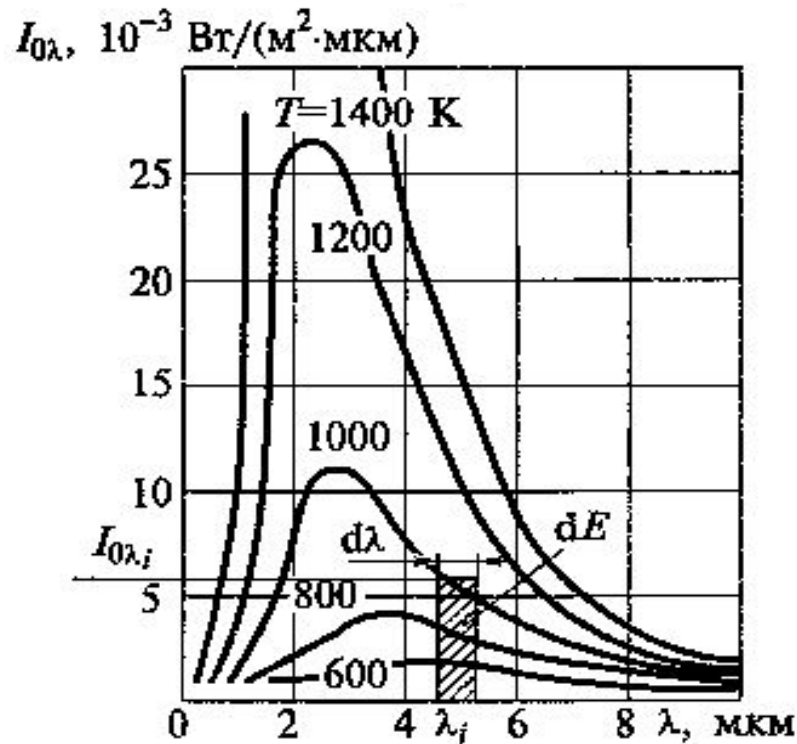


Рис. 3.9. Спектральная плотность потока излучения по закону Планка

Закон Вина

Из рис. 3.9 видно, что плотность потока излучения $I_{0\lambda}$ возрастает от нуля при $\lambda = 0$ до максимума при определенной длине волны λ_M и снова стремится к нулю при $\lambda \rightarrow \infty$.

В. Вин в 1893 г. установил, что произведение $T\lambda_M$ есть величина постоянная, $m \cdot K$:

$$T\lambda_M = 2,898 \cdot 10^{-3}.$$

Из этого выражения следует, что с ростом температуры максимум излучения смещается в сторону коротких волн. Так, в излучении с поверхности Солнца ($T \approx 5500 \text{ K}$) максимум приходится на видимую часть спектра ($\lambda_M \approx 0,5 \text{ мкм}$), а в излучении электронагревателя ($T \approx 1100 \text{ K}$) $\lambda_M \approx 3 \text{ мкм}$. Энергия видимого (светового) излучения ничтожна в сравнении с энергией теплового (инфракрасного) излучения.

Закон Стефана–Больцмана

На рис. 3.9 площадь заштрихованного прямоугольника, равная произведению $I_{0\lambda} d\lambda$, определяет поверхностную плотность потока излучения абсолютно черного тела $dE_0 = I_{0\lambda} d\lambda$ в диапазоне длин волн от λ_i до $\lambda_i + d\lambda$.

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела E_0 определяется площадью под кривой для данной температуры тела:

$$E_0 = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} d\lambda.$$

Подставив сюда $I_{0\lambda}$ и проинтегрировав, получим выражение

$$E_0 = \sigma_0 T^4,$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м · К⁴) — постоянная Больцмана.

Формула (3.18) была получена опытным путем в 1879 г. И. Стефаном и теоретически обоснована в 1881 г. Л. Больцманом.

Для технических расчетов закон Стефана—Больцмана обычно записывают в виде

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

где $c_0 = 5,67$ Вт/(м²К⁴) — излучательная способность абсолютно черного тела. Тела, с которыми мы имеем дело на практике, излучают меньше тепловой энергии, чем абсолютно черное тело при той же температуре. Если они излучают при этом во всем диапазоне спектра длин волн, они называются серыми. Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения i_s данного тела к поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется *коэффициентом теплового изл.* $\varepsilon = E/E_0$. (степенью черноты) ε :

Используя понятие коэффициента теплового излучения, можно записать закон Стефана—Больцмана для реального тела:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = c \left(\frac{T}{100} \right)^4.$$

Здесь $c = \varepsilon c_0$ — излучательная способность серого тела, Вт/(м² · К⁴). Коэффициенты теплового излучения (степень черноты) ε для различных тел в зависимости от материала, состояния поверхности, температуры указаны в табл. 3.5.

Закон Кирхгофа

Этот закон устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения для серых и абсолютно черного тел. Он указывает, что отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности одинаково для всех тел и зависит только от температуры, т. е. для всех тел при данной температуре

$$E/A = \text{const} = f(T).$$

Выше указывалось, что коэффициент поглощения серого тела $\varepsilon = E/E_0$. Следуя закону Кирхгофа, можно записать

$$E/A = E_0/A_0.$$

$$E/A = E_0 \text{ и } \varepsilon = A.$$

Поскольку $A_0 = 1$, то

В соответствии с законом Кирхгофа отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения не зависит от природы тела и равно энергии

Чем больше коэффициент поглощения, тем больше для этого тела и энергия излучения. Если тело мало излучает, то оно мало и поглощает.

Закон Кирхгофа справедлив не только для всего спектра в целом, но и для излучения определенной длины волны (монохроматического излучения).

Таблица 3.5. Степень черноты различных материалов

Материал	Температура, °С	ϵ
Алюминий: полированный	225...575	0,039...0,057
с шероховатой поверхностью	26	0,055
Сталь: листовая шлифованная	940... 1100	0,55...0,61
окисленная	200... 600	0,80
Чугун обточенный	830... 990	0,60... 0,70
Кирпич: красный строительный	20 1100	0,93 0,75
огнеупорный		
Штукатурка известковая шероховатая	10...90	0,91
Сажа ламповая	40...370	0,945
Вода	0...100	0,95....0,963
Масляные краски различных цветов	100	0,92...0,96

Закон Ламберта

Ранее было показано, что закон Стефана—Больцмана определяет количество энергии, излучаемой телом по всем направлениям. Однако интенсивность зависит от его направления, определяемого углом φ , который оно образует с нормалью к поверхности (рис. 3.10). И. Ламбертом было установлено, что максимальное излучение E_n имеет место в направлении нормали к поверхности. Количество энергии E_φ , излучаемой под углом φ к нормали, пропорционально косинусу угла φ :

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi.$$

Отсюда видно, что ин-
равна нулю.

ль поверхности (при $\varphi = 90^\circ$)

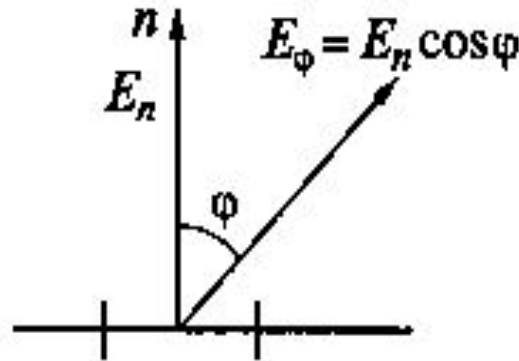


Рис. 3.10. К пояснению закона Ламберта

Теплообмен излучением между твердыми телами

Вначале рассмотрим теплообмен между двумя единичными (по 1 м^2) поверхностями, обращенными друг к другу с небольшим зазором, причем $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 — энергия собственного излучения первого тела на второе, E_2 — второго на первое.

Используем понятие эффективного излучения тела, которое равно сумме собственного и отраженного излучений тела (см. рис. 3.8,б). В результате получим, что плотность результирующего теплового потока от первого тела на второе имеет вид

$$q_{1,2} = E_{\text{эф1}} - E_{\text{эф2}}.$$

Опуская подстановки и замены соответствующих величин, считая, что коэффициенты теплового излучения обеих поверхностей заметно не меняются в диапазоне температур с

$$q_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Величину

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

называют *приведенным коэффициентом теплового излучения системы тел (приведенной степенью черноты системы двух тел)*.

С учетом $\varepsilon_{\text{пр}}$ формула для полного теплового потока записывается в виде

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{\text{пр}} c_0 F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

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

Из анализа выражения для $\varepsilon_{\text{пр}}$ следует, что этот приведенный коэффициент меняется от нуля до единицы, оставаясь всегда меньше и ε_1 и ε_2 .

В соответствии с формулой (3.19) полный поток теплоты, передаваемой излучением от горячего тела более холодному, пропорционален поверхности тела, приведенному коэффициенту теплового излучения системы и разности четвертых степеней абсолютных температур тел.

На практике часто имеет место случай, когда одна теплообменная поверхность находится внутри другой с большим зазором. В отличие от теплообмена между близко расположенными поверхностями одинаковой величины здесь лишь часть излучения поверхности F_2 попадает на F_1 . Остальная энергия воспринимается самой же поверхностью F_2 . Количество излученной внутренним телом внешнему телу теплоты можно также определить по формуле (3.19), если вместо F подставить поверхность меньшего тела F_1 , а приведенный коэффициент теплового и

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

определить по формуле

В общем случае теплообмена излучением в сторону другого лишь часть своей энергии излучения, остальная часть рассеивается в пространстве или попадает на другие тела. Поэтому в расчетную формулу (3.19) вводится поправочный коэффициент, называемый *коэффициентом облученности тела* ϕ_{12} , учитывающий долю излучения первого тела, которая воспринимается вторым телом.

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

$$Q_{1,2} = \phi_{1,2} \varepsilon_{\text{пр}} c_0 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Коэффициент облученности называется также *угловым коэффициентом излучения*. Это чисто геометрический фактор, зависящий только от формы, размеров тел и их взаимного расположения. Различают коэффициент облученности первым телом второго $\phi_{1 \rightarrow 2}$ и коэффициент облученности вторым телом первого $\phi_{2 \rightarrow 1}$. При этом $\phi_{12} F_1 = \phi_{21} F_2$. Коэффициент облученности определяется аналитически или экспериментально. Для большинства частных случаев, имеющих место в технике, значения коэффициентов облученности или соответствующие формулы для их расчета приводятся в справочниках. Если все излучение одного тела попадает на другое, то $\phi_{12} = 1$.

В приближенных расчетах лучистого теплообмена между двумя произвольно расположенными телами величину $\varepsilon_{\text{пр}}$ допустимо рассчитывать по формуле $\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1 \varepsilon_2$.

При $\varepsilon_1 \geq 0,8$ и $\varepsilon_2 \geq 0,8$ ошибка таких расчетов меняется от 0 до 20 % при изменении отношения F_2/F_1 от 1 до 0.

Влияние экранов на излучение

Для защиты от перегрева некоторых элементов теплотехнического оборудования требуется уменьшить лучистый теплообмен. В этом случае между излучателем и обогреваемым элементом ставят перегородки, называемые экранами.

На рис. 3.11 представлен пример лучистого теплообмена между двумя поверхностями через экран. Если исключить из рассмотрения конвекцию и теплопроводность и принять, что $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$ и $T_1 > T_2$ можно получить $q_{1,2}^3 / q_{1,2} = 0,5$, т.е. установка одного экрана уменьшает поток излучения вдвое.

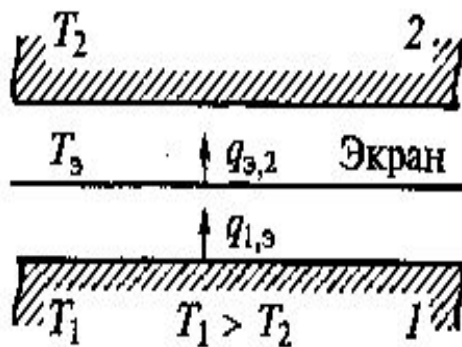


Рис. 3.11. Схема лучистого теплообмена между двумя поверхностями через экран

Можно показать, что пр

$$\frac{q_{1,2}^3}{q_{1,2}} = \frac{1}{1 + n \frac{\varepsilon(2 - \varepsilon_3)}{\varepsilon_3(2 - \varepsilon)}}$$

$$; \varepsilon_3 \neq \varepsilon (\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2)$$

Если $\varepsilon = 0,8$ (окисленная стальная поверхность), а $\varepsilon_3 = 0,1$ (полированная металлическая поверхность), то при наличии одного экрана $q_{12}^3 / q_{12} = 0,073$, т. е. лучистый тепловой поток уменьшается более чем в 13 раз. При наличии трех таких экранов лучистый теплообмен снижается в 39 раз! На этом основано конструирование специальной изоляции, состоящей из множества полированных металлических пластин или фольги с зазорами, широко применяемой в последнее время. Для исключения конвекции и теплопроводности из зазоров часто откачивается воздух. Такая изоляция называется вакуумно-многослойной.

Излучение и поглощение в газах

Ранее было показано, что излучение твердых тел распределено хотя и неравномерно, но по всем длинам волн, т.е. имеет сплошной спектр. В отличие от этого газы излучают и поглощают лучи только в определенных для каждого газа интервалах длин волн, т. е. они обладают избирательной (селективной) излучательно-поглощательной способностью и имеют спектр в виде полос (рис. 3.12). Это объясняется тем, что газы излучают и поглощают свободными молекулами, а твердые тела — огромным числом связанных молекул.

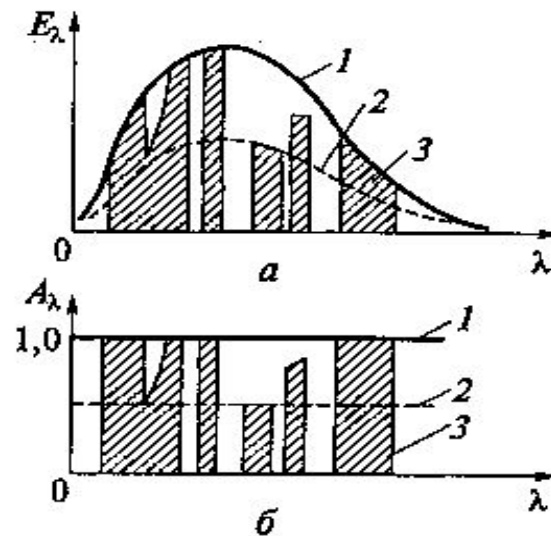


Рис. 3.12. Спектры излучения (а) и поглощения (б):
 1 — абсолютно черное тело; 2 — серое тело; 3 — газ

Одноатомные и двухатомные газы почти полностью пропускают тепловое излучение, являются диатермичными, поэтому поглощение в них обычно не учитывают. Трехатомные и многоатомные газы обладают излучательно-поглощательной способностью в определенном диапазоне длин волн. Так, например, основные продукты сгорания органического топлива CO_2 и H_2O имеют в своем спектре три полосы в диапазоне волн $\lambda = 2,0 \dots 30,0$ мкм (табл. 3.6).

Другой особенностью теплообмена излучением в газах является взаимное излучение и поглощение молекул всей массы газа, а не какой-то определенной поверхности, как это свойственно твердым телам. Эта особенность серьезно затрудняет расчет теплообмена излучением и делает его весьма приближенным.

Так, для ориентировочного расчета излучения газов в пустоту можно использовать уравнение Стефана—Больцмана:

$$E_r = c_0 \varepsilon_r \left(\frac{T_r}{100} \right)^4 = c \left(\frac{T_r}{100} \right)^4,$$

где ε_r — коэффициент черноты ($A_r = \varepsilon_r$), который для газов зависит от температуры T_r , парциального давления данного газа в смеси p_{ir} и пути пробега излучения l_{π} (путь $l_{\pi\pi}$ часто бывает равен толщине слоя газа δ_r),

$$\varepsilon_r = f(T_r, p_{ir}, l_{\pi}).$$

Эта функция для различных газов имеет различный вид, но в любом случае, если ее ввести в E_r , окажется, что E_r будет пропорциональна уже не T^4 , а T^n , где $n < 4$; например, для CO_2 $n = 3,5$, а для H_2O $n = 3$.

Таблица 3.6. Основные полосы поглощения углекислого газа (CO_2) и водяного пара (H_2O)

CO_2		H_2O	
λ , мкм	$\Delta\lambda$, мкм	λ , мкм	$\Delta\lambda$, мкм
2,0...3,0	1	2,2...3,0	0,8
4,0...4,8	0,8	4,8...8,5	3,7
12,5 ...16,5	4,0	12,0... 30,0	18,0

Из табл. 3.6 видно, что в световой части спектра CO_2 и пары H_2O не излучают и не поглощают. В коротковолновой части спектра газы поглощают и излучают хуже, чем в длинноволновой.

Так, для коротковолнового излучения Солнца атмосфера Земли является практически прозрачной, в то время как длинноволновое тепловое излучение Земли в большей степени улавливается ею. Этим обусловлен парниковый эффект влияния атмосферы на возможное потепление климата при увеличении содержания в ней CO_2 вследствие производственной деятельности человека.

С ростом температуры, когда максимум излучения смещается в область коротких волн, коэффициент теплового излучения газа уменьшается.

Выше отмечалось, что излучение газов носит объемный характер. Способность газа излучать энергию изменяется в зависимости от плотности и толщины газового слоя. Чем выше плотность излучающего компонента газовой смеси, определяемая парциальным давлением p_i и чем больше толщина слоя l , тем больше молекул принимает участие в излучении и тем выше его излучательная способность и коэффициент поглощения.

Возможное присутствие в газе золы и сажи существенно увеличивает коэффициент излучения объема и должно учитываться отдельно.

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Сложный теплообмен

Рассмотренные виды теплообмена на практике по отдельности встречаются редко. Как правило, теплообмен протекает одновременно посредством двух, а чаще трех видов теплообмена. Такой теплообмен называется сложным.

Часто приходится рассчитывать стационарный процесс переноса теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку (рис. 3.13). Такой процесс называется *теплопередачей*.

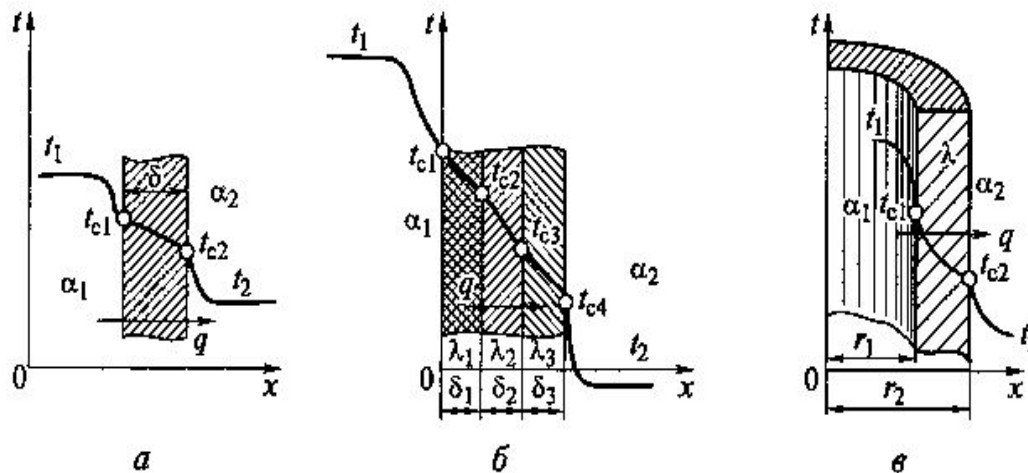


Рис. 3.13. Теплопередача через однослойную (а), многослойную (б) и цилиндрическую (в) стенки

Процесс передачи теплоты от греющей жидкости с температурой t_1 к нагреваемой с температурой t_2 в этом случае складывается из следующих процессов:

- теплообмена между греющей жидкостью и стенкой;
- передачи теплоты через стенку за счет теплопроводности;
- теплообмена между стенкой и нагреваемой жидкостью.

При установившемся тепловом состоянии тепловые потоки: от греющей жидкости к стенке, поток, прошедший через стенку, и, наконец, поток от стенки к нагреваемой жидкости — одинаковы.

Поэтому для $q = \alpha_1(t_1 - t_{c1}); q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2}); q = \alpha_2(t_{c2} - t_2)$, исать:

откуда получим

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} (t_1 - t_2) = K(t_1 - t_2);$$

где K — коэффициент

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

— коэффициент теплопередачи; Δt — температурный напор,

Коэффициент теплопередачи характеризует интенсивность процесса теплопередачи от одного теплоносителя к другому через разделяющую их плоскую стенку.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется общим термическим сопротивлением теплопередачи:

$$\frac{1}{K} = R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

Из этого уравнения следует, что общее термическое сопротивление складывается из частных термических сопротивлений. К ним относятся: $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$ – внешние термические сопротивления теплоотдачи соответственно от горячей жидкости к стенке и от поверхности стенки к холодной жидкости; δ/λ – внутреннее термическое сопротивление теплопроводности стенки.

В случае многослойной плоской стенки (см. рис. 3.13,б) формула (3.21) имеет вид

$$K = \frac{1}{R} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \dots + \frac{1}{\alpha_2}},$$

или

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{\delta_i}{\lambda_i} \right) + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Общее количество теплоты Q , Вт, переданное через одно- или многослойную плоскую стенку поверхностью F , м²:

$$Q = qF = KF(t_1 - t_2) = K\Delta tF.$$

Коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 входят в состав коэффициента теплопередачи, следует четко видеть разницу между этими понятиями.

Формулы (3.22) и (3.23) широко применяют на практике, ими пользуются при расчете теплообменных аппаратов.

При теплопередаче через тонкие металлические стенки величина δ/λ принимается равной нулю, тогда формула (3.21) приобретает вид

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

В случае цилиндрической стенки (см. рис. 3.13, в) уравнение теплового потока, отнесенного к 1 м длины трубы, имеет вид

$$\frac{Q}{l} = q_l = K_l\pi(t_1 - t_2),$$

где K_l — линейный (т. е. отнесенный к 1 м длины трубы) коэффициент теплопередачи, Вт/(м·К),

$$K_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}$$

Величину, обратную K_l , т.е. $R_l = 1/K_l$, называют линейным термическим сопротивлением. В случае многослойной стенки расчетная формула для R_l , (м·К)/Вт, имеет вид

$$R_l = \frac{1}{K_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}$$

Если передача теплоты от жидкости (газа) к стенке осуществляется как за счет теплоотдачи конвекцией, так и излучением (топки котлов, камеры сгорания двигателей и пр.), то суммарная плотность теплового потока от жидкости к стенке имеет вид

$$q = q_k + q_l = \alpha_1^* (t_1 - t_2),$$

где q_k , q_l — конвективная и лучистая составляющие плотности теплового потока; $\alpha_1^* = \alpha_1 + \alpha_{и}$.

Условный коэффициент теплоотдачи $\alpha_{и}$, Вт/(м²·К), характеризующий передачу теплоты от жидкости к стенке излучением, определяется по формуле

$$\alpha_{и} = \frac{\varepsilon_r c_0 \left[\left(\frac{T_{ж}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]}{t_{ж} - t_c}$$

Теплопередача через ребристую стенку

Оребренные поверхности используются для интенсификации теплообмена. С помощью ребер увеличивается поверхность нагрева (рис. 3.14).

Ребристые поверхности широко применяют в теплообменных аппаратах для интенсификации теплопередачи, где коэффициент теплоотдачи мал; с помощью ребер увеличивается поверхность нагрева.

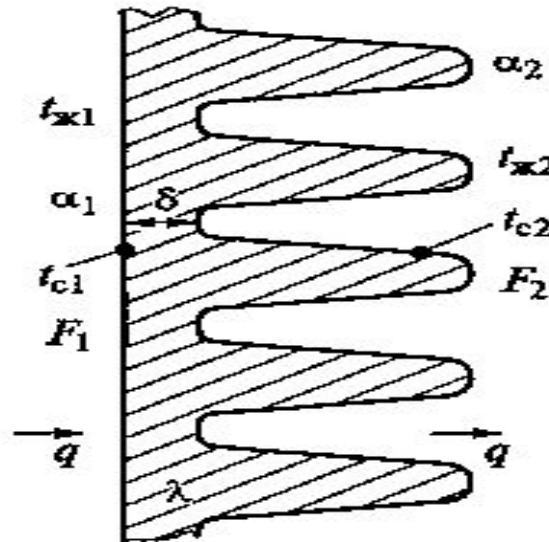


Рис. 3.14. Схема теплопередачи через ребристую стенку

В связи с тем, что поверхность теплообмена с обеих сторон рассматриваемой стенки неодинакова, расчет величин K и q можно выполнять для единицы гладкой или сребренной поверхности.

Отношение площади оребрения к площади гладкой стенки называется коэффициентом оребрения $m = F_2/F_1$

В этом случае коэффициент теплопередачи гладкой поверхности стенки

$$K_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 m}};$$

для оребренной поверхности

$$K_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} m + \frac{1}{\lambda} m + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Ребристые поверхности широко применяют в теплообменных аппаратах для интенсификации теплопередачи, где коэффициент теплоотдачи мал; с помощью ребер увеличивается поверхность нагрева.