

Министерство образования Республики Беларусь

**Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»**

Кафедра «Металлургия и литейное производство»

Л. Е. Ровин

МЕТАЛЛУРГИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА И ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА

КУРС ЛЕКЦИЙ

**по одноименной дисциплине для студентов
специальности 1-42 01 01 «Металлургическое
производство и материалобработка (по направлениям)»
дневной и заочной форм обучения**

**В двух частях
Часть 1**

Гомель 2013

УДК 621.745.3(075.8)
ББК 31.3я73
Р58

*Рекомендовано научно-методическим советом
факультета автоматизированных и информационных систем
ГГТУ им. П. О. Сухого
(протокол № 10 от 27.11.2012 г.)*

Рецензент: канд. техн. наук, доц. каф. «Материаловедение в машиностроении»
ГГТУ им. П. О. Сухого *М. М. Рыженко*

Ровин, Л. Е.
Р58 Металлургическая теплотехника и теплоэнергетика : курс лекций по одноим. дисциплине для студентов специальности 1-42 01 01 «Металлургическое производство и материалобработка (по направлениям)» днев. и заоч. форм обучения / Л. Е. Ровин. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2013. – 118 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://library.gstu.by/StartЕК/>. – Загл. с титул. экрана.

Изложены основные положения термодинамики, теории горения, механики газов и теплопередачи, приведены наиболее часто встречающиеся в инженерной практике задачи тепло- и массообмена, способы их решения.

Для студентов специальности 1-42 01 01 «Металлургическое производство и материалобработка (по направлениям)» дневной и заочной форм обучения.

УДК 621.745.3(075.8)
ББК 31.3я73

© Учреждение образования «Гомельский
государственный технический университет
имени П. О. Сухого», 2013

ВВЕДЕНИЕ

Металлургические теплотехника и теплоэнергетика являются частью обширного научно-технического пространства, которое именуется теплотехникой и включает теоретические основы и технические процессы и установки, связанные с явлениями генерации, переноса, преобразования и использования тепловой энергии (тепла). Metallургические теплотехника и теплоэнергетика изучают только те вопросы, которые относятся к работе печей и других установок и процессов, связанных с производством сплавов (металлургией) и отливок (литейным производством).

Эта небольшая часть теплотехники тем не менее состоит из ряда достаточно сложных теоретических разделов: механики газов, горения топлива, теплопередачи и ресурсосбережения, которые в совокупности с основными положениями термодинамики объединяются в общую теорию печей, а также из прикладных разделов: нагрев металла в различных условиях, способы интенсификации, ресурсосбережения, повышения термического к.п.д. и использования ВЭР.

Металлургическая теплотехника является теоретической основой разработки и совершенствования плавильных и термических печей, ее основные положения используются при расчетах процессов плавки, формирования отливки, подготовке материалов, специальных процессов литья и многих других процессов и установок в литейном и металлургическом производстве. Одинаково успешно они могут использоваться и в смежных отраслях при создании или обслуживании аналогичных тепловых установок и технологий.

В первой части лекционного курса «Металлургическая теплотехника и теплоэнергетика» в доступной и краткой форме изложены современные представления о закономерностях, определяющих физическую сущность явлений, протекающих в тепловых агрегатах и прежде всего в печах. Теоретические положения и их математическое описание даны применительно к решению инженерных задач. Таким образом, этот теоретический курс должен служить как прикладной и использоваться студентами и в будущем специалистами при разра-

ботке учебных и реальных проектов печей, агрегатов и технологий в процессе учебы и производственной деятельности.

Во второй части курса излагаются принципы работы и конструкции печей и нагревательных устройств, которые являются основным технологическим оборудованием в металлургии. Это наиболее энергоемкие объекты, на долю которых приходится более 75% потребляемых энергоресурсов при плавке и термообработке металлов и сплавов. Отсюда важность понимания основ создания и эффективного использования энергосберегающих технологий и агрегатов, обеспечивающих сокращение удельных энергозатрат, использование вторичных энергоресурсов (ВЭР) и повышение термического к.п.д., улучшение экологических параметров.

Вторая часть курса “Металлургическая теплотехника и теплоэнергетика” включает изложение общей теории печей, описание и расчеты основных типов плавильных и термических агрегатов периферийных систем, обеспечивающих работу печей и их эффективную эксплуатацию.

1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

Термодинамика изучает законы превращения энергии в различных процессах, происходящих в макроскопических системах и сопровождающихся тепловыми эффектами.

Термодинамическая система представляет собой совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействиях друг с другом и с окружающими систему внешними телами («внешней средой»).

Тела, не входящие в систему, называют окружающей средой. Систему отделяют от окружающей среды контрольной поверхностью (оболочкой). Так, например, для простейшей системы — газа, заключенного в цилиндре под поршнем, внешней средой является окружающий воздух, а контрольными поверхностями служат стенки цилиндра и поршень.

При механическом взаимодействии самой системой или над системой совершается работа. В нашем примере механическая работа производится при перемещении поршня и сопровождается изменением объема. Тепловое взаимодействие заключается в переходе теплоты между отдельными телами системы и между системой и окружающей средой. В рассматриваемом примере теплота может подводиться к газу через стенки цилиндра.

В самом общем случае система может обмениваться со средой и веществом (массообменное взаимодействие). Такая система называется открытой. Если вещество не проходит через границы системы, то она называется закрытой. В дальнейшем, если это специально не оговаривается, мы будем рассматривать закрытые системы.

Термодинамическую систему, которая не может обмениваться теплотой с окружающей средой, называют теплоизолированной или адиабатной. Примером адиабатной системы является газ, находящийся в сосуде, стенки которого покрыты идеальной тепловой изоляцией, исключающей теплообмен между заключенным в сосуде газом и окружающими телами. Такую изоляционную оболочку называют адиабатной. Система, не обменивающаяся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называется изолированной (или замкнутой).

Свойства каждой системы характеризуются рядом величин, которые принято называть термодинамическими параметрами. Рассмотрим некоторые из них, используя при этом известные из курса физики молекулярно-кинетические представления об идеальном газе как о совокупности молекул, которые имеют исчезающе малые размеры, находятся в беспорядочном тепловом движении и взаимодействуют друг с другом лишь при соударениях.

Давление обусловлено взаимодействием молекул рабочего тела с поверхностью и численно равно силе, действующей на единицу площади поверхности тела по нормали к последней. В соответствии с молекулярно-кинетической теорией давление газа определяется соотношением

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{c}^2}{2}, \quad (1.1)$$

где n — число молекул в единице объема;

m — масса молекулы;

\bar{c}^2 — средняя квадратическая скорость поступательного движения молекул.

В Международной системе единиц (СИ) давление выражается в паскалях ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Поскольку эта единица мала, удобнее использовать $1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па}$. В технике используются также традиционные единицы: миллиметры водяного столба (мм вод.ст.), миллиметры ртутного столба, атмосферы (атм) и др., в технической системе единиц — килограмм силы на м^2 , см^2 или мм^2 (кгс/м^2 , кгс/мм^2). Между единицами легко установить соотношение исходя из физического смысла величин, например: $1 \text{ атм} = 10 \text{ м вод.ст.} (10^4 \text{ мм вод.ст.}) = 760 \text{ мм рт.ст.} = 10^5 \text{ Па} = 10^4 \text{ кг/м}^2 = 0,01 \text{ кг/мм}^2 = 0,1 \text{ МПа} = 10^5 \text{ Па}$; $1 \text{ мм вод.ст.} = 10 \text{ Па}$.

Давление измеряется при помощи манометров, барометров и вакуумметров.

Следует отметить, что параметром состояния является абсолютное давление. Именно оно входит в термодинамические уравнения.

В инженерной практике часто приходится иметь дело с газообразными веществами, близкими по свойствам к идеальным газам и представляющими собой механическую смесь отдельных компонентов различных газов, химически не реагирующих между собой. Это так называемые газовые смеси. В качестве примера можно назвать продукты сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания, топках печей и паровых котлов, влажный воздух в сушильных установках и т. п.

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является закон Дальтона: полное давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений всех входящих в нее компонентов:

$$p = \sum_1^n p_i$$

Парциальное давление p_i — давление, которое имел бы газ, если бы он один при той же температуре занимал весь объем смеси.

Состав газовой смеси может быть задан массовыми, объемными или мольными долями.

Массовой долей называется отношение массы отдельного компонента M_i , к массе смеси M :

$$g_i = M_i/M.$$

Очевидно, что $M = \sum_1^n M_i$ и $\sum_1^n g_i = 1$.

Массовые доли часто задаются в процентах. Например, для сухого воздуха $g_{N_2} \approx 77\%$; $g_{O_2} \approx 23\%$.

Объемная доля представляет собой отношение приведенного объема газа V , к полному объему смеси V : $r = V_i/V$.

Приведенным называется объем, который занимал бы компонент газа, если бы его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси.

Объемные доли также часто задаются в процентах. Для воздуха $r_{O_2} = 21\%$, $r_{N_2} = 79\%$.

Иногда бывает удобнее задать состав смеси мольными долями. Мольной долей называется отношение количества молей N_i рассматриваемого компонента к общему количеству молей смеси N .

Пусть газовая смесь состоит из N_1 молей первого компонента, N_2 молей второго компонента и т. д. Число молей смеси $N = \sum_1^n N_i$, а мольная доля компонента будет равна N_i/N .

В соответствии с законом Авогадро объемы моля любого газа при одинаковых p и T , в частности при температуре и давлении смеси, в идеальном газовом состоянии одинаковы. Поэтому приведенный объем любого компонента может быть вычислен как произведение объема моля V_μ на число молей этого компонента, т. е. $V_i = V_\mu N_i$ а объем смеси — по формуле $V = V_\mu N$. Тогда $V_i/V = r_i = N_i/N$, и, следовательно,

задание смеси газов мольными долями равно заданию ее объемными долями.

С точки зрения молекулярно-кинетических представлений температура есть мера интенсивности теплового движения молекул. Ее численное значение связано с величиной средней кинетической энергии молекул вещества:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (1.2)$$

где k — постоянная Больцмана, равная $1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Температура T , определенная таким образом, называется абсолютной.

В системе СИ единицей температуры является кельвин (К); на практике широко применяется градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$). Соотношение между абсолютной T и стоградусной t температурами имеет вид

$$T = t + 273,15.$$

В промышленных и лабораторных условиях температуру измеряют с помощью жидкостных термометров, пирометров, термопар и других приборов.

Удельный объем v — это объем единицы массы вещества. $v = V/M$.

В системе СИ единица удельного объема $1 \text{ м}^3/\text{кг}$. Между удельным объемом вещества и его плотность существует очевидное соотношение:

$$v = \frac{1}{\rho}$$

Для сравнения величин, характеризующих системы в одинаковых состояниях, вводится понятие «нормальные физические условия»:

$$p = 760 \text{ мм рт.ст.} = 101,325 \text{ кПа}; T = 273,15 \text{ К.}$$

В разных отраслях техники и разных странах вводят свои, несколько отличные от приведенных «нормальные условия», например, «технические» ($p = 735,6 \text{ мм рт.ст.} = 98 \text{ кПа}$, $t = 15^{\circ}\text{C}$) или нормальные условия для оценки производительности компрессоров ($p = 101,325 \text{ кПа}$, $t = 20^{\circ}\text{C}$) и т. д.

Если все термодинамические параметры постоянны во времени и одинаковы во всех точках системы, то такое состояние системы называется равновесным.

Если между различными точками в системе существуют различия температур, давлений и других параметров, то она является неравновесной. В такой системе под действием градиентов параметров возникают потоки теплоты, вещества и другие, стремящиеся вернуть ее в состояние равновесия. Опыт показывает, что *изолированная система с течением времени всегда приходит в состояние равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может*. В классической термодинамике рассматриваются только равновесные системы.

1.1 Уравнение состояния. Термодинамические параметры.

Для равновесной термодинамической системы существует функциональная связь между параметрами состояния, которая называется уравнением состояния. Опыт показывает, что удельный объем, температура и давление простейших систем, которыми являются газы, пары или жидкости, связаны термическим уравнением состояния вида $f(p, v, T) = 0$.

Уравнение состояния идеальных газов

Из уравнений (1.1) и (1.2) следует, что $p = nkT$.

Рассмотрим 1 кг газа. Учитывая, что в нем содержится N молекул и, следовательно, $n = \frac{N}{v}$, получим: $\frac{pv}{T} = Nk = const$.

Постоянную величину Nk , отнесенную к 1 кг газа, обозначают буквой R и называют газовой постоянной. Поэтому

$$\frac{pv}{T} = R, \text{ или } pv = RT. \quad (1.3)$$

Полученное соотношение представляет собой уравнение Клапейрона.

Умножив (1.3) на M , получим уравнение состояния для произвольной массы газа M :

$$pV = MRT. \quad (1.4)$$

Уравнению Клапейрона можно придать универсальную форму, если отнести газовую постоянную к 1 кмолю газа, т. е. к количеству газа, масса которого в килограммах численно равна молекулярной массе μ . Положив в (1.4) $M=\mu$ и $V=V_\mu$, получим для одного моля уравнение Клапейрона — Менделеева:

$$pV_\mu = \mu RT.$$

Здесь V_μ — объем киломоля газа, а μR — универсальная газовая постоянная.

В соответствии с законом Авогадро (1811г.) объем 1 кмоля, одинаковый в одних и тех же условиях для всех идеальных газов, при нормальных физических условиях равен $22,4136 \text{ м}^3$, поэтому

$$\mu R = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101,325 \cdot 22,4136}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

Газовая постоянная 1 кг газа составляет $R = \frac{8314}{\mu}$.

Изменение состояния термодинамической системы во времени называется термодинамическим процессом. Так, при перемещении поршня в цилиндре объём, а с ним давление и температура находящегося внутри газа будут изменяться, будет совершаться процесс расширения или сжатия газа.

Как уже отмечалось, система, выведенная из состояния равновесия, и предоставленная при постоянных параметрах окружающей среды самой себе, через некоторое время вновь придет в равновесное состояние, соответствующее этим параметрам. Такое самопроизвольное (без внешнего воздействия) возвращение системы в состояние равновесия называется релаксацией, а промежуток времени, в течение которого система возвращается в состояние равновесия, называется временем релаксации. Для разных процессов он различно: если для установления равновесного давления в газе требуются секунды всегда, то для выравнивания температуры в объеме того же газа нужны десятки; минут, а в объеме нагреваемого твердого тела — иногда несколько часов.

Термодинамический процесс называется равновесным, если все параметры системы при его протекании меняются достаточно медленно по сравнению с соответствующим процессом релаксации.

Отношение количества теплоты δQ , полученного телом при бесконечно малом изменении его состояния, к связанному с этим изменению температуры тела dT , называется теплоемкостью тела в данном процессе:

$$C = \delta Q / dT .$$

Обычно теплоемкость относят к единице количества вещества и в зависимости от выбранной единицы различают:

удельную массовую теплоемкость c , отнесенную к 1 кг газа, Дж/(кг·К);

удельную объемную теплоемкость ν , отнесенную к количеству газа, содержащегося в 1 м³ объема при нормальных физических условиях, Дж/(м³·К);

удельную мольную теплоемкость, отнесенную к одному молю, Дж/(моль·К).

Изменение температуры тела при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера происходящего при этом процесса, поэтому *теплоемкость является функцией процесса*. Это означает, что одно и то же рабочее тело в зависимости от процесса требует для своего нагревания на 1 К различного количества теплоты.

В термодинамических расчетах большое значение имеют: теплоемкость при постоянном давлении

$$c_p = \delta q_p / dT ,$$

равная отношению количества теплоты δq_p , сообщенной телу в процессе при постоянном давлении, к изменению температуры тела dT
теплоемкость при постоянном объеме

$$c_v = \delta q_v / dT , \quad (1.5)$$

равная отношению количества теплоты, подведенной к телу в процессе при постоянном объеме, к изменению температуры тела.

В соответствии с первым законом термодинамики для закрытых систем, в которых протекают равновесные процессы $\delta q = (du + pdv)$, и $\delta q = (\partial u / \partial T)_v dT + [(\partial u / \partial v)_T + p] dv$.

Для изохорного процесса ($v = \text{const}$) это уравнение принимает вид $dq_v = (\partial u / \partial T)_v dT$, и, учитывая (1.5), получаем, что $c_v = (\partial u / \partial T)_v$, т. е. теплоемкость тела при постоянном объеме равна частной производной от его внутренней энергии по температуре и характеризует темп роста внутренней энергии в изохорном процессе с увеличением температуры.

Для идеального газа $c_v = \partial u / \partial T$

Для изобарного процесса из ($P = \text{const.}$) получаем

$$c_p = (\partial u / \partial T)_v + [(\partial u / \partial v)_T + p](dv/dT)_p$$

или

$$c_p = c_v + [(\partial u / \partial v)_T + p](dv/dT)_p$$

Это уравнение показывает связь между теплоемкостями c_p и c_v . Для идеального газа оно значительно упрощается. Действительно, внутренняя энергия идеального газа определяется только его температурой и не зависит от объема, поэтому $(\partial u / \partial v)_T = 0$ и, кроме того, из уравнения состояния следует $p(dv/dT)_p = R$, откуда $c_p = c_v + R$.

В процессе $v = \text{const}$ теплота, сообщаемая газу, идет лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как в процессе $p = \text{const}$ теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии и на совершение работы против внешних сил. Поэтому c_p больше c_v на величину этой работы.

Для реальных газов $c_p - c_v > R$, поскольку при их расширении (при $p = \text{const}$) совершается работа не только против внешних сил, но и против сил притяжения, действующих между молекулами, что вызывает дополнительный расход теплоты.

Обычно теплоемкости определяются экспериментально.

Поскольку теплоемкость реального газа зависит от температуры, в термодинамике различают истинную и среднюю теплоемкости.

Для практических расчетов теплоемкости всех веществ сводят в таблицы, причем с целью сокращения объема таблиц средние теплоемкости приводят в них для интервала температур от 0 до t .

Все зависимости, полученные выше для идеальных газов, справедливы и для их смесей, если в них подставлять газовую постоянную, молекулярную массу и теплоемкость смеси.

1.2 Энергия и эксергия.

Закон сохранения и превращения энергии является фундаментальным законом природы, который получен на основе обобщения огромного количества экспериментальных данных и применим ко всем явлениям природы. Он утверждает, что энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одной формы в другую, причем убыль энергии одного вида дает эквивалентное количество энергии другого вида.

Пусть некоторому рабочему телу с объемом V и массой M , имеющему температуру T и давление p , сообщается извне бесконечно малое количество теплоты δQ . В результате подвода теплоты тело нагревается на dT и увеличивается в объеме на dV .

Повышение температуры тела свидетельствует об увеличении кинетической энергии его частиц. Увеличение объема тела приводит к изменению потенциальной энергии частиц. В результате внутренняя энергия тела увеличивается на dU . Поскольку рабочее тело окружено средой, которая оказывает на него давление, то при расширении оно производит механическую работу δL против сил внешнего давления. Так как никаких других изменений в системе не происходит, то по закону сохранения энергии

$$\delta Q = dU + \delta L \quad (1.6)$$

т. е. теплота, сообщаемая системе, идет на приращение ее внутренней энергии и на совершение внешней работы.

Полученное уравнение является математическим выражением первого закона термодинамики. Каждый из трех членов этого соотно-

шения может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. $\delta Q = 0$ — теплообмен системы с окружающей средой отсутствует, т. е. теплота к системе не подводится и от нее не отводится. Процесс без теплообмена называется адиабатным. Для него уравнение (1.6) принимает вид:

$$\delta L = -dU.$$

Следовательно, работа расширения, совершаемая системой в адиабатном процессе, равна уменьшению внутренней энергии данной системы. При адиабатном сжатии рабочего тела затрачиваемая извне работа целиком идет на увеличение внутренней энергии системы.

2. $\delta L = 0$ — при этом объем тела не изменяется, $dV=0$. Такой процесс называется изохорным, для него

$$\delta Q = dU,$$

т. е. количество теплоты, подведенное к системе при постоянном объеме, равно увеличению внутренней энергии данной системы.

3. $dU=0$ – внутренняя энергия системы не изменяется и

$$\delta Q = \delta L,$$

т.е. сообщаемая системе теплота превращается в эквивалентную ей внешнюю работу.

Для системы, содержащей 1 кг рабочего тела

$$\delta q = du + \delta l. \quad (1.7)$$

Проинтегрировав уравнения (1.6) и (1.7) для некоторого процесса, получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L; \quad q = \Delta u + l.$$

Внутренняя энергия системы включает в себя:

кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц;

потенциальную энергию взаимодействия частиц;

энергию электронных оболочек атомов;

внутриядерную энергию.

В большинстве теплоэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому в дальнейшем *под внутренней энергией* будем понимать энергию хаотического движения молекул и атомов, включающую энергию поступательного, вращательного и колебательного движений как молекулярного, так и внутримолекулярного, а также потенциальную энергию сил взаимодействия между молекулами.

Кинетическая энергия молекул является функцией температуры, значение потенциальной энергии зависит от среднего расстояния между молекулами и, следовательно, от занимаемого газом объема V , т. е. является функцией V . Поэтому *внутренняя энергия U есть функция состояния тела.*

Величина $u=U/M$, называемая удельной внутренней энергией (Дж/кг), представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества.

В дальнейшем для краткости будем называть величину u просто внутренней энергией.

Ее изменение в термодинамическом процессе Δu не зависит от характера процесса и определяется только начальным и конечным состояниями тела:

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1;$$

u_1 — значение внутренней энергии в начальном состоянии, а u_2 — в конечном.

Для задач технической термодинамики важно не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение в различных термодинамических процессах. Поэтому начало отсчета внутренней энергии может быть выбрано произвольно. Например, в соответствии с международным соглашением для воды за нуль принимается значение внутренней энергии при температуре 0,01 °С и давлении 610,8 Па, а для идеальных газов — при 0 °С вне зависимости от давления.

Работа в термодинамике, так же как и в механике, определяется произведением действующей на рабочее тело силы на путь ее действия.

$$\delta L = p dV. \quad (1.8)$$

При конечном изменении объема работа против сил внешнего давления, называемая работой расширения, равна

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV.$$

Из (3.1) следует, что δL и dV всегда имеют одинаковые знаки:

если $dV > 0$, то и $\delta L > 0$, т. е. при расширении работа тела положительна, при этом тело само совершает работу;

если же $dV < 0$, то и $\delta L < 0$, т. е. при сжатии работа тела отрицательна: это означает, что не тело совершает работу, а на его сжатие затрачивается работа извне. Единицей измерения работы в СИ является джоуль (Дж).

Отнеся работу расширения к 1 кг массы рабочего тела, получим $l = L/M$; $\delta l = \delta L / M = p dV / M = p d(V/M) = p dV$.

Величина, представляющая собой удельную работу, совершаемую системой, содержащей 1 кг газа, равна

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (1.9)$$

Поскольку в общем случае p — величина переменная, то интегрирование возможно лишь тогда, когда известен закон изменения давления $p = p(v)$.

Формулы (1.8) – (1.9) справедливы только для равновесных процессов, при которых давление рабочего тела равно давлению окружающей среды.

Помимо макрофизической формы передачи энергии — работы существует также и микрофизическая, т. е. осуществляемая на молекулярном уровне форма обмена энергией между системой и окружающей средой. В этом случае энергия может быть передана системе без совершения работы. Мерой количества энергии, переданной микрофизическим путем, служит теплота.

Теплота может передаваться либо при непосредственном контакте между телами (теплопроводностью, конвекцией), либо на расстоя-

нии (излучением), причем во всех случаях этот процесс возможен только при наличии разности температур между телами.

Внутренняя энергия — это свойство самой системы, она характеризует состояние системы. Теплота и работа — это энергетические характеристики процессов механического и теплового взаимодействия системы с окружающей средой. Они характеризуют те количества энергии, которые переданы системе или отданы ею через ее границы в определенном процессе.

В термодинамике важную роль играет сумма внутренней энергии системы U и произведения давления системы p на ее объем V , называемая энтальпией и обозначаемая H :

$$H = U + pV.$$

Так как входящие в нее величины являются функциями состояния, то и сама *энтальпия является функцией состояния*. Так же как внутренняя энергия, работа и теплота, она измеряется в джоулях (Дж).

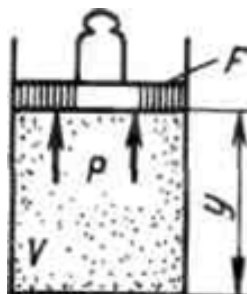
Энтальпия обладает свойством аддитивности. Величина

$$h = u + pv,$$

называемая удельной энтальпией ($h = H/M$), представляет собой энтальпию системы, содержащей 1 кг вещества, и измеряется в Дж/кг.

Изменение энтальпии в любом процессе определяется только начальным и конечным состояниями тела и не зависит от характера процесса.

Физический смысл энтальпии выясним на следующем примере. Рассмотрим расширенную систему, включающую газ в цилиндре и поршень с грузом общим весом G .



Энергия этой системы складывается из внутренней энергии газа и потенциальной энергии поршня с грузом в поле внешних

сил: $E = U + Gy$. В условиях равновесия ($G = pF$) эту функцию можно выразить через параметры газа: $E = U + pFy = U + pV$. Получаем, что $E \equiv H$, т.е. энтальпию можно трактовать как энергию расширенной системы.

Уравнение $\delta q = du + \delta l$ в случае, когда единственным видом работы является работа расширения, с учетом очевидного соотношения $p dv = d(pv) - v dp$ может быть записано в виде $\delta q = d(u + pv) - v dp$, или

$$\delta q = dh - v dp.$$

Из этого соотношения следует, что если давление системы сохраняется неизменным, т. е. осуществляется изобарный процесс ($dp=0$), то

$$\delta q_p = dh \quad \text{и} \quad q_p = h_2 - h_1,$$

т. е. теплота, подведенная к системе при постоянном давлении, идет только на изменение энтальпии данной системы.

Это выражение очень часто используется в расчетах, так как огромное количество процессов подвода теплоты в теплоэнергетике (в металлургических печах, камерах сгорания газовых турбин и реактивных двигателей, теплообменных аппаратах), а также целый ряд процессов химической технологии и многих других осуществляется при постоянном давлении. Кстати, по этой причине в таблицах термодинамических свойств обычно приводятся значения энтальпии, а не внутренней энергии.

Для идеального газа с учетом получим

$$dh = du + d(pv) = cvdT + RdT = (cv + R)dT = cpdT.$$

Так как между энтальпией и внутренней энергией существует связь $h = u + pv$, выбор начала отсчета одной из них не произволен: в точке, принятой за начало отсчета внутренней энергии, $h = pv$.

Например, для воды при $t=0.01^\circ\text{C}$ и $p = 610,8 \text{ Па}$, $u = 0$, а $h = pv = 0,611 \text{ Дж/кг}$.

При расчетах практический интерес представляет изменение энтальпии в конечном процессе:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT.$$

Первый закон термодинамики, выражающий закон сохранения и превращения энергии, не позволяет определить направление протекания.

Например, основываясь на этом законе можно любой процесс осуществить в любом направлении и бесконечное число раз (вечный двигатель второго рода).

В реальных процессах при переводе системы из одного состояния в другое появляется дополнительное количество энергозатрат, пропорциональное температуре системы.

Функция – называется энтропией. В реальных неравновесных процессах, в том числе самопроизвольных, энтропия всегда возрастает $dS > 0$, $dS = 0$.

Энтропия – мера необратимого рассеивания (потерь) энергии, мера отклонения реального процесса от идеального.

Как уже указывалось, величина $\delta q = du + pdv$ не является полным дифференциалом. Действительно, для того чтобы проинтегрировать правую часть этого выражения, нужно знать зависимость p от v , т. е. процесс, который совершает газ.

В математике доказывается, что дифференциальный двучлен всегда можно превратить в полный дифференциал путем умножения (или деления) на интегрирующий множитель (или делитель). Таким интегрирующим делителем для элементарного количества теплоты q является абсолютная температура T .

Покажем это на примере изменения параметров идеального газа в равновесных процессах:

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + pdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}.$$

Выражение $\frac{\delta q}{T}$ при равновесном изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции состояния. Она называется энтропией, обозначается для 1 кг газа через s и измеряется в

Дж/(кгК). Для произвольного количества газа энтропия, обозначаемая через S , равна $S=Ms$ и измеряется в Дж/К.

Таким образом, аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$ds = \frac{\delta q}{T}. \quad (1.10)$$

Формула справедлива как для идеальных газов, так и для реальных тел. Подобно любой другой функции состояния энтропия может быть представлена в виде функции любых двух параметров состояния:

$$s = \xi_1(p, V); \quad s = \xi_2(p, T); \quad s = \xi_3(V, T).$$

Значение энтропии для заданного состояния определяется интегрированием уравнения (1.10):

$$s = \int \frac{\delta q}{T} + s_0$$

где s_0 — константа интегрирования.

Основными процессами, весьма важными и в теоретическом, и в прикладном отношении, являются: изохорный, протекающий при постоянном объеме; изобарный, протекающий при постоянном давлении; изотермический, происходящий при постоянной температуре; адиабатный — процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и политропный, удовлетворяющий уравнению $pv^n = \text{const}$.

Метод исследования процессов, не зависящий от их особенностей и являющийся общим, состоит в следующем:

выводится уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе;

вычисляется работа изменения объема газа;

определяется количество теплоты, подведенной (или отведенной) к газу в процессе;

определяется изменение внутренней энергии системы в процессе;

определяется изменение энтропии системы в процессе.

координатах

Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как $dv=0$.

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 12 при $c_v = \text{const}$, определяется как:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1).$$

Основываясь на втором начале термодинамики, установим количественное соотношение между работой, которая могла бы быть совершена системой при данных внешних условиях в случае протекания в ней равновесных процессов, и действительной работой, производимой в тех же условиях, при неравновесных процессах.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из горячего источника с температурой T_1 , холодного источника (окружающей среды) с температурой T_0 и рабочего тела, совершающего цикл.

Работоспособностью (или эксергией) теплоты Q_1 , отбираемой от горячего источника с температурой T_1 , называется максимальная полезная работа, которая может быть получена за счет этой теплоты при условии, что холодным источником является окружающая среда с температурой T_0 .

Работоспособность теплоты тем больше, чем меньше отношение T_0/T_1 . При $T_1 = T_0$ она равна нулю.

Полезную работу, полученную за счет теплоты Q_1 горячего источника, можно представить в виде $L_1 = Q_1 - Q_2$, где Q_2 — теплота, отдаваемая в цикле холодному источнику (окружающей среде) с температурой T_0 .

Если через $\Delta S_{\text{хол}}$ обозначить приращение энтропии холодного источника, то $Q_2 = T_0 \Delta S_{\text{хол}}$, тогда

$$L' = Q_1 - T_0 \Delta S_{\text{хол}}.$$

Если бы в рассматриваемой изолированной системе протекали только равновесные процессы, то энтропия системы оставалась бы неизменной, а увеличение энтропии холодного источника $\Delta S_{\text{хол}}$ равнялось бы уменьшению энтропии горячего. В этом случае за счет теплоты Q_1 можно было бы получить максимальную полезную работу

$$L'_{\text{макс}} = Q_1 - T_0 \Delta S_{\text{гор}},$$

что следует из уравнения.

Таким образом, потерю работоспособности теплоты при неравновесных процессах можно записать как $\Delta L = L'_{\text{макс}} - L' = T_0 (\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}})$. Разность $(\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}})$ представляет собой изменение энтропии рассматриваемой изолированной системы, поэтому

$$\Delta L = T_0 \Delta S_{\text{сист}}. \quad (1.11)$$

Величина ΔL определяет потерю работы, обусловленную рассеиванием энергии вследствие неравновесности протекающих в системе процессов. Чем больше неравновесность процессов, мерой которой является увеличение энтропии изолированной системы $\Delta S_{\text{сист}}$, тем меньше производимая системой работа.

Уравнение называют уравнением Гюи — Стодолы по имени французского физика М. Гюи, получившего это уравнение в 1889 г., и словацкого теплотехника А. Стодолы, впервые применившего это уравнение.

2. ТОПЛИВО И ГОРЕНИЕ.

Расчет горения твердого топлива состоит в основном в определении состава топлива (табл. 2.1), теплоты сгорания и параметров процесса горения (определение количества воздуха, необходимого для горения, а также состава и объема продуктов сгорания).

Таблица 2.1- Данные для определения состава топлива на заданную массу

Заданная масса топлива	Искомая масса топлива				
	органическая	горючая	сухая	аналитическая	рабочая
Органическая	1	$\frac{100 - M^c}{100 - A^c}$	$\frac{100 - M^c}{100}$	$\frac{100 - (M^a + W^a)}{100}$	$\frac{100 - (M^p - W^p)}{100}$

Горючая	$\frac{100 - A^c}{100 - M^c}$	1	$\frac{100 - A^c}{100}$	$\frac{100 - (A^a + W^a)}{100}$	$\frac{100 - (A^p + W^p)}{100}$
Сухая	$\frac{100}{100 - M^c}$	$\frac{100}{100 - A^c}$	1	$\frac{100 - W^c}{100}$	$\frac{100 - W^p}{100}$
Аналитическая	$\frac{100}{100 - (W^a + M^a)}$	$\frac{100}{100 - (W^a + A^a)}$	$\frac{100}{100 - W^a}$	1	$\frac{100 - W^p}{100 - W^a}$
Рабочая	$\frac{100}{100 - (W^p + M^p)}$	$\frac{100}{100 - (A^p + M^p)}$	$\frac{100}{100 - W^p}$	$\frac{100 - W^a}{100 - W^p}$	1

Примечание. Индекс «с» означает сухая, «а» – аналитическая, «р» – рабочая, M – минеральная часть топлива.

Приведенные ниже формулы, а также расчетные методики одинаково применимы как для органического, так и для искусственного топлива.

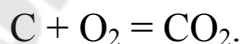
Твердое или жидкое топливо можно разделить на составные части, в том числе элементы: углерод (С), водород (Н), кислород (О), азот (N), серу (S), золу (А) и влагу (W). Состав твердого и жидкого топлива определяется в процентах (по массе), а расчеты относятся к 1 кг топлива. Элементы топлива содержатся в нем в виде различных соединений. Углерод, водород, кислород, азот и частично сера образуют органические соединения, часть серы и элементы, входящие в состав золы, – минеральные соединения.

Рабочий состав топлива

$$C^p + H^p + O^p + N^p + S_{\text{лет}}^p + A^p + W^p. \quad (2.1)$$

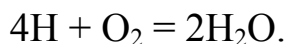
Здесь $S_{\text{лет}}^p$ – содержание летучей серы в рабочей массе (не включена часть серы, входящая в состав минеральной части топлива).

У г л е р о д – основная составляющая часть топлива. Он является главным носителем теплоты сгорания, вступает в реакцию (экзотермическую) с кислородом, образуя диоксид углерода:



Содержание углерода в топливе колеблется в пределах 30...90% и определяет его ценность.

В о д о р о д также является важной горючей частью топлива. Соединение водорода с кислородом происходит согласно реакции



Если водяной пар, полученный при сжигании 1 кг водорода, конденсируется в воду, которая затем охлаждается до 0 °С, то выделяется высшая теплота сгорания водорода. Конденсация водяного пара в камере установки не происходит. Поэтому обычно считают, что количество теплоты, полезно выделившейся при сгорании водорода, равно количеству теплоты, когда водяной пар не конденсируется. Количество теплоты при этом меньше и соответствует низшей теплоте сгорания водорода. Водород в топливе связан с кислородом и/или углеродом.

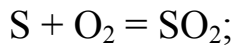
К и с л о р о д, обладающий значительным химическим средством по отношению к водороду, связывает часть последнего и обесценивает его. Кислород и азот называют *органическим балластом топлива*. Связывая часть горючих элементов топлива, кислород снижает его теплоту сгорания. Содержание свободного водорода для различных видов топлива колеблется в широких пределах. В сухой древесине содержится около 6% водорода и примерно 43% кислорода. Содержание же свободного водорода равно $6 - 43/8 = 0,625\%$. Как видим, почти весь водород обесценен кислородом топлива.

Нефть содержит примерно 12% водорода и 0,2% кислорода, т.е. почти весь водород является свободным.

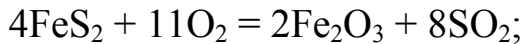
А з о т в горении не участвует и переходит в свободном состоянии в продукты сгорания. Содержание азота в твердом и жидком топливе обычно ниже 2...3%, поэтому азот не оказывает существенного влияния на теплоту сгорания топлива.

С е р а содержится в топливе в виде сложных органических соединений в составе колчедана (FeS_2) и в виде солей серной кислоты (гипс CaSO_4) – сульфатная сера $S_{\text{сул}}$.

Органическая сера $S_{\text{ор}}$, соединяется с кислородом согласно реакции



Колчеданная сера $S_{\text{колч}}$ вступает в реакцию с кислородом:



Сульфатная сера представляет собой предельные оксиды серы, поэтому не может гореть, ее относят к золе топлива.

Органическая и колчеданная сера образуют горючую (летучую) серу:

$$S_{\text{лет}} = S_{\text{ор}} + S_{\text{колч}}.$$

Серa – вредный элемент топлива, так как продукты ее сгорания загрязняют окружающую среду, разрушают оборудование и портят технологическое сырье.

З о л а топлива – остаток после прокаливания топлива в атмосфере воздуха при температуре 800 °С.

В состав золы твердого топлива входят следующие соединения: 1) кремнекислота SiO_2 (в силикатах); 2) глинозем Al_2O_3 ; 3) известь CaO и магнезия MgO (в силикатах, карбонатах и сульфатах); 4) оксиды железа FeO и Fe_2O_3 (в пиритах, ферросиликатах и т.д.); 5) щелочи Na_2O и K_2O (в силикатах, карбонатах и сульфатах) и другие компоненты. Первые три компонента имеют высокую температуру плавления (1600...2800 °С), а оксиды железа плавятся при более низких температурах (800...1000 °С). При определенных соотношениях некоторые компоненты могут образовать эвтектические сплавы.

Результаты элементарного анализа топлива могут характеризовать: *рабочую массу топлива* (индекс «р»), соответствующую действительному его составу; *аналитическую массу* (индекс «а»), относящуюся к топливу в том виде, в каком она поступает в лабораторию (измельченная и подсушенная, без внешней влаги); *сухую массу* (индекс «с»), соответствующую составу топлива, доведенного до абсолютно сухого состояния; *горючую массу* (индекс «г»), включающую все горючие элементы топлива; *органическую массу* (индекс «ор»), в которую включаются все элементы, входящие в органические соединения.

Различие между горючей и органической массами заключается в отсутствии в органической массе колчеданной серы $S_{\text{колч}}$. Кроме того, горючая и органическая массы различаются по выходу A и M .

Понятие о сухой, горючей и органической массах топлива введено в связи с тем, что состав рабочей массы весьма изменчив и зависит не только от вида топлива, месторождения пласта, способа добычи, фракционного состава, транспортирования и способа хранения топлива, но и от климатических условий.

Сухая масса – более постоянная величина для топлива данного вида, не зависящая от переменной влажности и климатических условий. Горючая масса топлива является более или менее стабильной для определенного вида топлива, добываемого в известном месторождении.

Состав каждой массы топлива (в %) можно определить по следующим соотношениям:

$$C^{\text{op}} + H^{\text{op}} + O^{\text{op}} + N^{\text{op}} + S^{\text{op}} = 100; \quad (2.2)$$

$$C^{\Gamma} + H^{\Gamma} + O^{\Gamma} + N^{\Gamma} + S^{\Gamma}_{\text{op}} + S^{\Gamma}_{\text{колч}} = 100; \quad (2.3)$$

$$C^{\text{c}} + H^{\text{c}} + O^{\text{c}} + N^{\text{op}} + S^{\text{c}}_{\text{op}} + S^{\text{c}}_{\text{колч}} + A^{\text{c}} = 100; \quad (2.4)$$

$$C^{\text{a}} + H^{\text{a}} + O^{\text{a}} + N^{\text{a}} + S^{\text{a}}_{\text{op}} + S^{\text{a}}_{\text{колч}} + A^{\text{a}} + W^{\text{a}} = 100; \quad (2.5)$$

$$C^{\text{p}} + H^{\text{p}} + O^{\text{p}} + N^{\text{p}} + S^{\text{p}}_{\text{op}} + S^{\text{p}}_{\text{колч}} + A^{\text{p}} + W^{\text{p}} = 100. \quad (2.6)$$

Здесь S_{op} , $S_{\text{колч}}$ – содержание соответственно органической и колчеданной серы, %.

По уравнениям (2.2)...(2.6) можно рассчитать переводные множители для перерасчета элементарного состава топлива с одной массы на другую.

Для пересчета элементарного состава при изменении влажности с W_1 на W_2 можно воспользоваться выражениями:

$$C_2 = C_1 \frac{100 - W_2^{\text{p}}}{100 - W_1^{\text{p}}}; \quad H_2 = H_1 \frac{100 - W_2^{\text{p}}}{100 - W_1^{\text{p}}};$$

Теплота сгорания – это теплота, выделяющаяся при полном сгорании 1 кг топлива. В продуктах горения топлива содержится некоторое количество водяных паров. Если в результате охлаждения дымовых газов водяной пар сконденсируется, то соответствующая теплота сгорания называется *высшей теплотой сгорания топлива* ($Q_{\text{в}}$,

кДж/кг). Обычно при сжигании топлива в технических установках H_2O получают в виде водяного пара, что соответствует *низшей теплоте сгорания топлива* (Q_n , кДж/кг).

Теплоту сгорания топлива можно отнести к органической Q^{op} , горючей Q^f , сухой Q^c и, наконец – к рабочей Q^p массе топлива.

Удовлетворительные результаты определения теплоты сгорания топлива для твердых и жидких видов можно получить по *формуле Менделеева* с эмпирически подобранными коэффициентами:

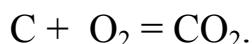
$$Q_n^p = 339C^p + 1256H^p - 109(O^p - S^p) - 25(9H^p + W^p) \text{ (кДж/кг)}. \quad (2.7)$$

Высшую теплоту сгорания топлива можно рассчитать по формуле

$$Q_b^p = 339C^p + 1256H^p - 109(O^p - S^p) \text{ (кДж/кг)}.$$

Теплоту сгорания органической, горючей и сухой масс можно определить по соотношению (1.7), подставив вместо C^p , H^p , O^p и S^p содержание этих элементов в соответствующей массе топлива.

Полное окисление углерода происходит по реакции



При этом 1 моль углерода массой 12 кг вступает в реакцию с молекулой кислорода (32 кг), образуя моль углекислоты (44 кг). Материальный баланс реакций можно условно записать так:



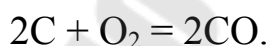
или, сократив на 12,

$$1 \text{ кг } C + 2,67 \text{ кг } O_2 = 3,67 \text{ кг } CO_2. \quad (12.8)$$

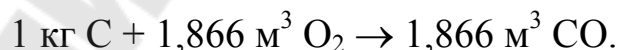
Заменив массу кислорода и углекислоты соответствующими объемами при нормальных условиях, получим

$$1 \text{ кг } C + 1,866 \text{ м}^3 O_2 \rightarrow 1,86 \text{ м}^3 CO_2. \quad (2.9)$$

При неполном сгорании углерода образуется оксид углерода



Отсюда;



Горение водорода происходит согласно реакции



На основании этого уравнения 2 моля водорода массой 4 кг вступают в реакцию с 2 молями кислорода, образуя 2 моля водяного пара массой 36 кг.

В итоге



Окисление серы происходит по реакции



где $S_{\text{лет}}$ – содержание органической и колчеданной серы в топливе. Учитывая, что атомная масса серы равна 32, можно составить уравнение материального баланса:



Разделив его на 32, получим



Теоретически необходимое (стехиометрическое) количество воздуха – это количество, необходимое для полного сжигания 1 кг топлива при условии, что кислород воздуха полностью используется для горения и в продуктах сгорания (дымовых газах) отсутствует.

С учетом содержания кислорода в топливе на основании реакций (2.10)...(2.12) для сжигания 1 кг топлива потребуется кислорода

$$\frac{2,67C^p + 8H^p + S_{\text{лет}}^p - O^p}{100} \text{ (кг (О}_2\text{)/кг (топл)).} \quad (2.13)$$

Формула (2.13) описывает случай сжигания топлива в чистом кислороде. При подаче для сжигания воздуха необходимо помнить, что он представляет собой смесь, состоящую из 23,2 % (по массе) кислорода и 76,8 % азота.

Теоретически необходимая масса воздуха

$$\begin{aligned} L_0 &= \frac{100}{23,2} \frac{2,67C^p + 8H^p + S_{\text{лет}}^p - O^p}{100} = \\ &= 0,115C^p + 0,342(H^p - O^p/8) + 0,0435S_{\text{лет}}^p \text{ (кг/кг)}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

При нормальных условиях теоретически необходимый объем воздуха

$$V_0 = \frac{L_0}{1,293} \text{ (м}^3\text{/кг)},$$

где 1,293 – плотность воздуха при нормальных условиях (0 °С и 760 мм рт.ст.).

На основании формулы (2.14) получаем

$$V_0 = \frac{1}{1,293} (0,115 C^p + 0,342(H^p - O^p / 8) + 0,0436 S_{\text{лет}}^p) = \\ = 0,0889 C^p + 0,265(H^p - O^p / 8) + 0,033 S_{\text{лет}}^p \quad (\text{м}^3/\text{кг}). \quad (2.15)$$

В приближенных расчетах, если неизвестен элементарный состав топлива, для определения теоретически необходимого для горения воздуха иногда применяют формулу, при использовании которой необходимо знать только теплоту сгорания топлива и его влажность. Формула основана на том, что количество теплоты, которое выделяется при сгорании сухого топлива, пропорционально количеству воздуха, необходимого для горения. Эта зависимость выражается уравнением

$$V_0 = A_0 \frac{Q_H^p + 6W}{1000}.$$

Значения коэффициента A_0 для основных видов топлива равны 1,05-1,0

Отношение количества воздуха, действительно поступающего в топку, к теоретически необходимому, называется *коэффициентом избытка воздуха* (α).

Обозначим L'_0 массу воздуха, поступающего в топку, а V'_0 – соответствующий объем воздуха (в нормальных м^3). Коэффициент избытка воздуха будет

$$\alpha = L'_0 / L_0 = V'_0 / V_0.$$

В соответствии с этим $L'_0 = \alpha L_0$, $V'_0 = \alpha V_0$.

Расчет состава и количества продуктов сгорания производят на основании элементарного состава топлива, которое подлежит сжиганию. Вначале задаются коэффициентом избытка воздуха.

При полном сгорании дымовые газы представляют собой смесь пяти компонентов: углекислоты CO_2 , диоксида серы SO_2 , азота N_2 , кислорода O_2 , водяного пара H_2O .

Массу компонентов, полученных при сжигании 1 кг топлива, обозначим G , а объем компонентов в нормальных $\text{м}^3 - V$.

На основании реакций (2.8) и (2.9) находим массу и объем углекислоты:

$$G_{\text{CO}_2} = 3,67 \cdot \frac{C^p}{100} \text{ (кг/кг)}; V_{\text{CO}_2} = 1,866 \cdot \frac{C^p}{100} \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Масса диоксида серы

$$G_{\text{SO}_2} = 2 \cdot \frac{S_{\text{лет}}^p}{100} \text{ (кг/кг)}.$$

Общие масса и объем сухих трехатомных газов:

$$G_{\text{RO}_2} = G_{\text{CO}_2} + G_{\text{SO}_2} = 3,67 \frac{C^p}{100} + 2 \frac{S_{\text{лет}}^p}{100} \text{ (кг/кг)};$$

$$V_{\text{RO}_2} = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2} = 1,866 \frac{C^p}{100} + \frac{2}{2,87} \frac{S_{\text{лет}}^p}{100} = \\ = 1,866 \frac{C^p + 0,375 S_{\text{лет}}^p}{100} \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Здесь 2,87 – плотность SO_2 при нормальных условиях.

Обозначим $K^p = C^p + 0,375 S^p$. Тогда объем сухих трехатомных газов

$$V_{\text{RO}_2} = 1,866 \frac{K^p}{100} \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

При сжигании сланцев выделение карбонатовой углекислоты $\text{CO}_2^{\text{карб}}$ увеличивает массу и объем сухих трехатомных газов:

$$G_{\text{RO}_2} = 3,67 \frac{C^p}{100} + 2 \frac{S_{\text{лет}}^p}{100} + \frac{\text{CO}_2}{100} k \text{ (кг/кг)};$$

$$V_{\text{RO}_2} = 1,866 \frac{K^p}{100} + 0,51 \frac{\text{CO}_2}{100} k \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Здесь k – степень разложения карбонатов (при слоевом сжигании $k = 0,7$, при камерном $k = 1$); 0,51 – удельный объем углекислоты при нормальных условиях.

Учитывая объем азота воздуха и топлива, находим массу и объем азота:

$$G_{N_2} = 0,768\alpha L_0 + N^P / 100 \text{ (кг/кг);}$$

$$V_{N_2} = 0,79\alpha V_0 + 0,008N^P \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Здесь 0,008 – объем 0,01 кг азота при нормальных условиях.

Кислород попадает в дымовые газы вследствие подачи избытка воздуха. В соответствии с этим массу и объем кислорода можно рассчитать по формулам:

$$G_{O_2} = 0,232(\alpha - 1)L_0 \text{ (кг/кг); } V_{O_2} = 0,21(\alpha - 1)V_0 \text{ (м}^3\text{/кг)}. \quad (2.16)$$

Объем двухатомных газов

$$V_{R_2} = V_{N_2} + V_{O_2} = (\alpha - 0,21)V_0 + 0,008N^P \text{ (м}^3\text{/кг)}. \quad (2.17)$$

Объем сухих продуктов сгорания вычисляется по выражению

$$V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{R_2} = 1,866 \frac{K^P}{100} + (\alpha - 0,21)V_0 + 0,008N^P \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Теоретическим количеством газов называется такое их количество, которое образуется при полном сгорании без избытка воздуха.

Теоретический объем двухатомных газов

$$V_{R_2}^0 = 0,79V_0 + 0,008N^P \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Теоретический объем сухих газов

$$V_{с.г} = 1,866 \frac{K^P}{100} + 0,79(0,0889C^P + 0,265(H^P - O^P / 8) + 0,033S_{лет}^P) + 0,008N^P = 0,0887K^P + 0,209(H^P - O^P / 8) + 0,008N^P \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

На основании формулы (1.17) действительный объем двухатомных газов

$$V_{RO_2} = V_{R_2}^0 + (\alpha - 1)V_0 \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Действительный объем сухих газов можно определить по формуле

$$V_{с.г} = V_{с.г}^0 + (\alpha - 1)V_0 \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Масса водяного пара

$$G_{H_2O} = \frac{9H^P + W^P}{100} + G_B + G_{ф} \text{ (кг/кг)}.$$

Здесь G_B – масса влаги, вносимой воздухом: $G_B = 0,001V_0\alpha d_B$, кг/кг; d_B – влажность воздуха (обычно $d_B = 13$ г/м³); G_ϕ – влага парового дутья, кг/кг.

Объем водяных паров

$$V_{H_2O} = \frac{1}{0,804} G_{H_2O} \text{ (м}^3\text{/кг)},$$

где 0,804 – теоретическая плотность водяного пара при нормальных условиях, или

$$V_{H_2O} = 0,0124(9H^P + W^P + 100G_B + 100G_\phi) \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

В результате находим суммарные массу и объем продуктов сгорания:

$$G_\Gamma = G_{c,\Gamma} + G_{H_2O} \text{ (кг/кг)}; V_\Gamma = V_{c,\Gamma} + V_{H_2O} \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

При сжигании топлива без избытка воздуха

$$V_\Gamma^0 = V_{RO_2} + V_{R_2}^0 + V_{H_2O} \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

На основании этого рассчитываем действительный объем дымовых газов:

$$V_\Gamma = V_\Gamma^0 + (\alpha - 1)V_0 \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Парциальное давление трехатомных газов и водяного пара определяем по формулам:

$$p_{RO_2} = V_{RO_2} / V_\Gamma; p_{H_2O} = V_{H_2O} / V_\Gamma.$$

Иногда проверяют расчеты массового состава дымовых газов. Общая масса дымовых газов должна быть равна массе материалов, вступивших в реакцию:

$$G_\Gamma = 1 - 0,01A^P + \alpha L_0 + 0,001\alpha V_0 d_B + G_\phi.$$

Плотность продуктов сгорания при нормальных условиях $\rho_0 = G/V$ (кг/м³).

Наиболее совершенный процесс окисления соответствует полному окислению топлива при расходе теоретически необходимого количества окислителя (*стехиометрический расход*). В этом случае дымовые газы состоят из CO₂, SO₂, H₂O и N₂.

Элементарный состав соответственно топлива и окислителя (в %): C_T, H_T, S_T, O_T, N_T, W_T; C_O, H_O, S_O, O_O, N_O, W_O.

Для сжигания 1 кг топлива необходимо L_0 кг окислителя. Смесь топлива и окислителя содержит: $(C_T + L_0S_0)/100$ кг углерода, $(H_T + L_0H_0)/100$ кг водорода, $(S_T + L_0S_0)/100$ кг серы, $(O_T + L_0O_0)/100$ кг кислорода.

На основании реакций горения масса кислорода, необходимая для окисления углерода и серы, равна

$$\frac{2,67(C_T + L_0C_0) + 8(H_T + L_0H_0) + (S_T + L_0S_0)}{100} \text{ (кг)}.$$

Она должна быть равна массе кислорода, содержащегося в топливе и окислителе: $O_T + L_0O_0$. Тогда

$$L_0 = \frac{2,67C_T + 8H_T + S_T - O_T}{O_0 - 8H_0 - S_0 - 2,67C_0} \text{ (кг)}.$$

Объем углекислоты и диоксида серы

$$V_{RO_2} = 0,0185(k_T + L_0k_0) \text{ (м}^3\text{/кг)},$$

где $k_T = C + 0,375S$.

Объем азота

$$V_{N_2} = 0,008(N_T + L_0N_0) \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Объем кислорода равен разности между объемом всего кислорода и объемом кислорода, необходимого для окисления углерода, серы и водорода топливовоздушной смеси при стехиометрических соотношениях, а также углерода, серы и водорода избыточного окислителя:

$$V_{O_2} = 0,007(\alpha - 1)L_0(O_0 - 2,67C_0 - 8H_0 - S_0) \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Объем водяного пара

$$V_{H_2O} = 0,0124(9H_T + W_T + L_0(9H_0 + N_0)) \text{ (м}^3\text{/кг)}.$$

Обобщенные формулы окисления топлива в воздушной среде можно получить с учетом того, что $C_0 = H_0 = S_0 = 0 \%$, $O_0 = 23,2 \%$ и $N_0 = 76,8 \%$; при этом

$$L_0 = \frac{2,67C_T + 8H_T + S_T - O_T}{23,2} \text{ (кг)},$$

что соответствует уравнению (1.15).

Объем дымовых газов:

$$V_{RO_2} = 0,185k_T; V_{N_2} = 0,79\alpha V_0 + 0,08N_T.$$

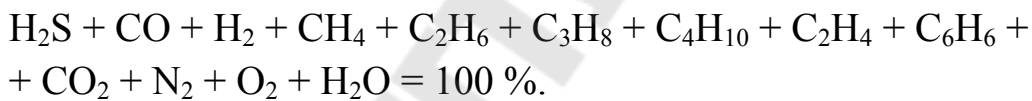
Согласно формуле (2.16),

$$V_{O_2} = 0,21V_0(\alpha - 1); V_{H_2O} = 0,0124(9H_T + W_T).$$

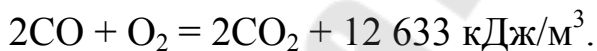
В отличие от расчетов горения твердого и жидкого топлива, в которых состав задается в килограммах, объем газообразного топлива измеряется в нормальных м³ (при 0°С и давлении 760 мм рт.ст.). В соответствии с этим состав определяют в объемных долях, задавая приведенные объемы компонентов газовой смеси, т.е. объемы, которые занимали бы отдельные компоненты, если бы давление их равнялось 760 мм рт.ст. Содержание примесей (водяные пары, смолы и пыль) задается в граммах на 1 нормальный м³ сухого газа.

Газообразное топливо представляет собой смесь оксида углерода (СО), водорода (Н₂), метана (СН₄), этана (С₂Н₆), пропана С₃Н₈), бутана (С₄Н₁₀), этилена (С₂Н₄), бензола (С₆Н₆), диоксида углерода (СО₂), азота (N₂), сероводорода (Н₂С), кислорода (О₂) и водяного пара (Н₂О). Часто этилен, ацетилен и другие непредельные углеводороды обозначают С_{*n*}Н_{*m*}.

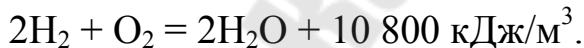
Состав горючего газа можно представить таким образом:



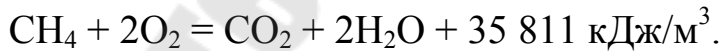
Оксид углерода соединяется с кислородом воздуха согласно реакции



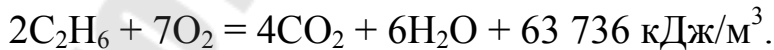
Водород сгорает, образуя водяной пар:



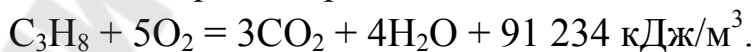
Горение метана происходит согласно реакции



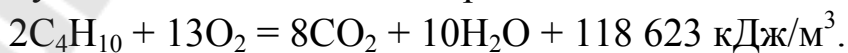
Реакция горения этана:



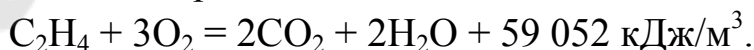
Реакция горения пропана:



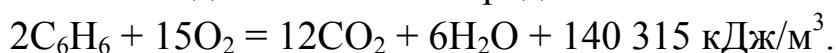
Бутан соединяется с кислородом:



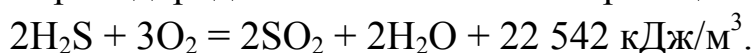
Реакция горения этилена:



Бензол соединяется с кислородом:



Сероводород окисляется согласно реакции



Теплоту сгорания газа (в кДж/м³) можно определить расчетным путем, если известен его состав, по формуле

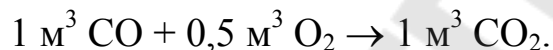
$$Q_H^p = 126,33CO + 108H_2 + 358,11CH_4 + 637,36C_2H_6 + 912,34C_3H_8 + 1186,23C_4H_{10} + 590,52C_2H_4 + 1403,15C_6H_6 + 225,42H_2S. \quad (2.18)$$

Газообразное топливо представляет собой смесь ряда газов, которая задана приведенными объемными процентами. В дальнейшем состав газовой смеси будем обозначать индексом «Т» (CO^T означает содержание CO в топливе, N_2^T – содержание азота в топливе и т.д.). Состав дымовых газов обозначим без индексов (например, CO_2 – содержание CO_2 в дымовых газах и т.д.).

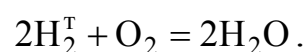
Реакция горения оксида углерода:



Согласно этой реакции, два объема CO соединяются с одним объемом O_2 , образуя два объема CO_2 , т.е.



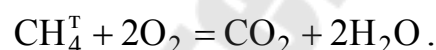
Реакция горения водорода:



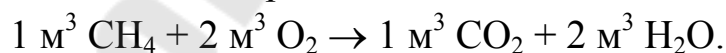
Объемные соотношения, соответствующие этой реакции,



Реакция горения метана:



Согласно этой реакции,



На основании реакции горения можно определить теоретически необходимый объем кислорода:

$$0,01(0,5(CO^T + H_2^T) + 2CH_4^T + (n + m/4)C_nH_m^T + 1,5H_2S^T - O_2^T) \quad (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Так как воздух содержит 0,21 объемных частей кислорода, теоретически необходимый объем воздуха

$$V_0 = \frac{1}{21} \left(0,5(\text{CO}^T + \text{H}_2^T) + 2\text{CH}_4^T + (n + m/4)\text{C}_n\text{H}_m^T + 1,5\text{H}_2\text{S}^T - \text{O}_2^T \right) (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Газообразное топливо сжигается с небольшим избытком воздуха для обеспечения полноты горения. Задавшись коэффициентом избытка воздуха α , можно определить состав и объем дымовых газов.

Объем сухих трехатомных газов

$$V_{\text{RO}_2} = 0,01(\text{CO}^T + \text{CH}_4^T + n\text{C}_n\text{H}_m^T + \text{H}_2\text{S}^T + \text{CO}_2^T) (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Объем азота

$$V_{\text{N}_2} = 0,79\alpha V_0 + 0,01\text{N}_2^T (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Объем кислорода

$$V_{\text{O}_2} = 0,21(\alpha - 1)V_0 (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Объем водяного пара

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01(\text{H}_2^T + 2\text{CH}_4^T + (m/2)\text{C}_n\text{H}_m^T + \text{H}_2\text{S}^T + 0,124(d_r + V_0 d_b)) (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Здесь d_r – влажность рабочего газа, г/м³.

Суммарный объем продуктов сгорания

$$V_r = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2} + V_{\text{O}_2} + V_{\text{H}_2\text{O}} (\text{м}^3/\text{м}^3).$$

Парциальное давление трехатомных газов

$$p_{\text{RO}_2} = \frac{V_{\text{RO}_2}}{V_r}.$$

Парциальное давление водяного пара

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_r}.$$

Сжигание органического топлива при коэффициенте расхода воздуха-окислителя меньшем единицы имеет практическое значение. В случае неполного горения образуется естественная атмосфера (CO_2 , CO , H_2O , H_2 и N_2). При определенных условиях она обладает восстанавливающими или нейтральными свойствами по отношению к технологическому сырью. Такая атмосфера используется в печах безокислительного (малоокислительного) нагрева и для получения технологических контролируемых атмосфер.

В зонах нагревательных печей (нагрев металла в открытом пламени – продукты сгорания соприкасаются с его поверхностью), где металл имеет высокую температуру ($t_{\text{оп}}$, $t_{\text{МЗ}}^{\text{п}}$), процессы окисления и обезуглероживания протекают достаточно интенсивно, что приводит к потерям металла (угар – до 3 %) или его порче (перегрев и пережог). Для устранения этих явлений содержание компонентов CO_2 и H_2O , являющихся их причиной, поддерживается в определенном соотношении с H_2 и CO . В печах безокислительного или малоокислительного нагрева, где поддерживаются равновесные соотношения CO/CO_2 и $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O}$, выдерживают специальный температурный график, ограничивающий температуру металла $t_{\text{М1}}^{\text{п}}$ на уровне 750...800 °С. При дальнейшем продвижении садки в зоны 2 и 3 нагревательных печей она попадает в атмосферу с равновесными соотношениями CO/CO_2 и $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O}$.

При равновесных условиях и температуре более 800 °С состав продуктов сгорания определяется реакцией водяного газа. Концентрация метана при равновесных условиях столь незначительная, что в инженерных расчетах его можно не учитывать. Равновесный углерод в случае сжигания горючего газа образуется при $\alpha \leq 0,25$, а при сжигании мазута – при $\alpha \leq 0,38$.

В нагревательных печах безокислительного нагрева в результате неполного горения (равновесные соотношения $\text{CO}/\text{CO}_2 = 3,0...3,2$ и $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O} = 1,0...1,2$) образуются диоксид углерода, оксид углерода, водяные пары и водород. Кроме того, в продуктах сгорания будет присутствовать азот топлива и воздуха.

Объемы компонентов дымовых газов обозначим V_{CO_2} , V_{CO} , $V_{\text{H}_2\text{O}}$, V_{H_2} , V_{N_2} . Для их определения необходимо знать коэффициент расхода воздуха α . Точное знание α при равновесных соотношениях $\text{CO}/\text{CO}_2 = 3$ и $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O} = 1$ находим расчетным путем. Значение α находим в зависимости от $Q_{\text{н}}^{\text{р}}$ и $\text{CO}/\text{CO}_2 = 3$, $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O} = 1$.

3. МЕХАНИКА ГАЗОВ И МАССОПЕРЕНОС

3.1 Основные понятия

Теплообмен, как правило, сопровождается процессами массообмена.).

Перенос вещества осуществляется из ядра потока к поверхности раздела фаз. Если режим движения в концентрационном пограничном слое носит ламинарный характер, в пределах тонкого пограничного слоя изменяется концентрация вещества.

Перенос вещества между фазами продолжается до наступления подвижного равновесия. В пределах одной фазы процесс массообмена завершается после достижения постоянной концентрации вещества во всем объеме.

Массообмен может быть как самопроизвольным, так и связанным с наличием неоднородностей в полях температур (молекулярная, или концентрационная, диффузия) и давлений (термо-, или бародиффузия). Молекулярная диффузия характерна для неподвижных потоков или пограничных слоев и возникает под действием хаотичного движения частиц.

Перенос вещества в пространстве может быть результатом совместного влияния перечисленных выше факторов. Конвективный массообмен имеет место при совместном переносе массы вещества молекулярной диффузией и конвекцией. В турбулентном потоке происходит ускорение переноса вещества за счет возникновения турбулентной диффузии.

Перенос вещества внутри фазы или через границу раздела фаз направлен из области более высокой концентрации в область с более низкой концентрацией (от большего градиента к меньшему) и определяется условиями равновесия. Скорость массопередачи зависит от механизма переноса вещества между фазами.

Для расчета плотности потока массы вещества, переносимого молекулярной диффузией в двухкомпонентных (бинарных смесях), используется первый закон Фика:

$$q_m = -D_i(dc/dn),$$

где D – коэффициент диффузии i -го компонента; dc/dn – градиент концентраций, кг/м⁴.

Коэффициент диффузии определяет количество вещества, диффундирующего в единицу времени через единицу поверхности при градиенте концентраций, равном единице, зависит от вида переносимого вещества, свойств среды, температуры и давления, но не зависит от гидродинамических условий процесса массопереноса:

$$D = q_m(dn/dc).$$

Молекулярная диффузия имеет невысокую скорость (например, при диффузии одного газа в другой 0,1-1 см²/с, при диффузии газа в жидкости около 1 см/сут).

Значения коэффициентов диффузии при $T_0 = 273$ К и давлении $p_0 = 1 \cdot 10^5$ Па даны в справочной литературе.

При $T = \text{const}$

$$\frac{dc}{dn} = \frac{(RT)^{-1} dp}{dn} \text{ и } q_m = -\frac{D_i(RT)^{-1} dp}{dn} = -\frac{D_p dp}{dn},$$

где D_p – коэффициент молекулярной диффузии газа в газе, отнесенный к градиенту парциального давления, с.

Для двухкомпонентных смесей

$$D_{p1}/D_{p2} = R_2/R_1 = M_1/M_2,$$

где μ_1 и μ_2 – молекулярные массы компонентов бинарной смеси, кг/моль.

При турбулентной диффузии плотность потока массы вещества

$$q_m = -D_T(dn/dc),$$

где D_T – коэффициент турбулентной диффузии, определяемый гидродинамическими условиями процесса.

Суммарная плотность потока массы вещества за счет молекулярной и конвективной диффузии

$$q_m = q_{m_m} + q_{m_k} = -D(dc/dn) + cW,$$

где q_{m_m} и q_{m_k} – плотность потока массы, переносимой молекулярной и конвективной диффузией соответственно;

c – концентрация диффундирующего вещества внутри фазы, кг/м³;

W – скорость потока вещества внутри фазы, м/с.

Плотность потока массы вещества от поверхности раздела в ядро потока

$$q_m = \beta(c_{\text{пов}} - c_0),$$

где c_0 – средняя концентрация в ядре потока;

$c_{\text{пов}}$ – средняя концентрация на поверхности раздела фаз;

β – коэффициент массоотдачи.

Коэффициент массоотдачи соответствует количеству массы вещества, переносимого от поверхности раздела фаз в ядро фазы (или в обратном направлении) через единицу поверхности в единицу времени при движущей силе, равной единице. Он зависит как от свойств фаз, так и от гидродинамического режима движения потока. Размерность коэффициента массоотдачи связана с характером выбранной движущей силы процесса:

$$\beta = q_m / \Delta c = [\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Е})],$$

где Е – единица, в которой выражена величина движущей силы.

Интенсификация массообменных процессов возможна за счет повышения коэффициента массоотдачи, увеличения площади поверхности и разности концентраций.

3.2 Уравнения конвективного массопереноса

Дифференциальное уравнение конвективного массообмена имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial c}{\partial x} + W_y \frac{\partial c}{\partial y} + W_z \frac{\partial c}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right),$$

где x, y, z – координаты рассматриваемой точки; τ – время.

Различают стационарное и нестационарное концентрационные поля, которые, в свою очередь, могут быть одно-, двух- и трехмерными. Дифференциальное уравнение переноса массы вещества дополняют условиями однозначности, задаваемыми начальными и граничными условиями.

При наличии химической реакции в движущемся потоке урав-

нение диффузии дополняется слагаемым, характеризующим скорость химической реакции:

$$\frac{\partial c_i}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial c}{\partial x} \pm R_i(c) = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2},$$

где $R(c)$ – скорость изменения концентрации компонента в единице объема среды в результате химической реакции.

Для неподвижной фазы (при $W = 0$), получим уравнение, являющееся математическим выражением второго закона Фика:

$$\partial c / \partial \tau = D(\partial^2 c / \partial x^2 + \partial^2 c / \partial y^2 + \partial^2 c / \partial z^2).$$

Уравнение Фика обычно дополняется уравнениями неразрывности и Навье – Стокса, а также условиями однозначности.

В связи со сложным характером зависимостей, описывающих закономерности процесса массопереноса, на практике для определения коэффициентов массоотдачи применяют критериальные зависимости, полученные с использованием теории подобия и методов анализа размерностей. Для вывода критериальных зависимостей производится оценка влияния на величину коэффициента массоотдачи различных параметров: скорости движения потока, длины канала, определяющего размера, кинематической вязкости и диффузии, разности температур потока и стенки, наличия объемного расширения газа, силы тяжести и т.п. Обобщенное критериальное уравнение обычно имеет вид степенного многочлена, для которого показатели степеней в числах подобия и постоянные множители определяют на основе обработки опытных данных и с помощью метода анализа размерностей.

Обобщенное уравнение массообмена имеет вид

$$Nu_d = f(Pe, Re, Pr, l, Gr)_d,$$

где Pe – диффузионный критерий Пекле; Re – критерий Рейнольдса; Pr – критерий Прандтля; Gr – диффузионный критерий Грасгофа; l – симплекс геометрического подобия.

В критериальное уравнение могут входить и другие, более сложные числа или критерии подобия, например, диффузионное число Стентона $St = Nu/Pe$, число Льюиса – Семенова $Le = D/a$, где a – коэффициент температуропроводности потока, диффузионное число

Фурье Fo , симплекс геометрического подобия (относительная координата) x/S .

Анализируя критериальные уравнения, следует обратить внимание на аналогию уравнений переноса массы и теплоты, а также количества движения (импульса). Наличие такой аналогии позволяет в ряде случаев приближенно установить значение коэффициента массоотдачи по силе трения или количеству переносимой теплоты.

Для ламинарного режима коэффициент массоотдачи может быть определен по уравнению

$$\beta/W = D8/(\nu Re) = 8D/(Wd).$$

Для турбулентного режима движения потока

$$\lambda = 0,32/Re^{0,25};$$

$$\beta = 0,04(D/\nu)W^{0,75}(\nu/d)^{0,25}.$$

Заметим, что здесь потери давления на местные сопротивления не учитывались.

Из уравнений следует, что коэффициент массоотдачи зависит от свойств потока и от скорости движения газа и диаметра канала.

Критериальные уравнения для различных типов массообменных аппаратов и систем приводятся в справочной литературе. Например, критериальное уравнение для движения газа в каналах имеет вид

$$Nu = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43}.$$

Отсюда коэффициент массоотдачи в турбулентном потоке $\beta = 0,025W Re^{-0,2}$.

В случае, когда коэффициенты переноса примерно равны, получаемое соотношение называют законом Льюиса:

$$\beta = \alpha/(c\rho).$$

Для уточнения закона в формулу вводят поправку – число Льюиса –Семенова

$$\beta = [\alpha/(c\rho)](D/\alpha)^{3/2} = [\alpha/(c\rho)]^{3/2} Le.$$

Закон Льюиса имеет ограниченное применение вследствие принятых при выводе допущений.

На практике для интенсификации массообмена увеличивают

турбулентность потока с целью сокращения толщины пограничного слоя и увеличения удельной поверхности фаз. При нестационарном процессе массообмена поле концентраций вещества в фазах определяется уравнениями гидродинамики.

Процесс массопереноса включает три стадии: перенос вещества к поверхности раздела фаз, перенос через границу раздела фаз, переход молекул из поверхностного слоя в ядро второй фазы. Для первой стадии процесса поток вещества

$$Q_{m_1} = \beta_y (c_{0y} - c_y^*) F.$$

Вторая стадия характеризуется установлением состояния равновесия. Для третьей стадии процесса справедливо уравнение

$$Q_{m_2} = \beta_x (c^* - c_{0x}) F.$$

Для стационарного процесса массопередачи

$$Q_m = \beta_x (y_{гр} - y^*) F / \psi.$$

Уравнение массоотдачи для фазы Φ_y

$$y - y_{гр} = Q_m / (\beta_y F).$$

Аналогичное уравнение можно записать и для фазы Φ_x .

Коэффициенты массопередачи

$$K_y^{-1} = \beta_y^{-1} + \psi / \beta_x$$

или

$$K_y^{-1} = \beta_x^{-1} + (\psi \beta_x)^{-1},$$

где K_y и K_x – коэффициенты массопередачи, определяющие количество вещества, переносимого из фазы в фазу через единицу поверхности раздела в единицу времени при единичной движущей силе процесса. Размерность коэффициентов зависит от размерности коэффициента массоотдачи.

Левые части уравнений определяют сопротивление массопередаче, а правые части – сумму сопротивлений массоотдаче в фазах. С целью интенсификации процесса массопередачи на практике стремятся увеличить степень турбулентности потоков, что приводит к росту меньшего по величине коэффициента массоотдачи.

Для описания процесса массопередачи используют зависимости

$$Q_m = K_y(y - y^*)F; \quad Q_m = K_x(x - x^*)F,$$

где движущие силы процесса соответственно представляют собой разность между рабочей и равновесной концентрацией (или наоборот): $(y = y^*)$ и $(x = x^*)$. Значения предельных (равновесных) концентраций y^* и x^* указаны в справочной литературе.

В инженерной практике значения коэффициентов массоотдачи и массопередачи относят либо к поверхности раздела (или контакта) фаз, либо к объему аппарата $V = F/a$, где a – удельная поверхность контакта фаз (поверхность, отнесенная к рабочему объему аппарата). При использовании объемных коэффициентов массоотдачи и массопередачи уравнения преобразуются к виду

$$Q_m = \beta_y \alpha V \Delta y = \beta_{yV} \Delta y V; \quad Q_m = \beta_x \alpha V \Delta x = \beta_{xV} \Delta x V;$$
$$Q_m = K_{yV} \Delta y V; \quad Q_m = K_{xV} \Delta x V.$$

Для организации процесса массообмена используют различные схемы организации потоков движения фаз: противоточную, прямоточную, перекрестную, а также более сложные.

Средние движущие силы процесса массопередачи рассчитывают по зависимостям

$$\Delta y = (\Delta y_{\max} - \Delta y_{\min}) / \ln(\Delta y_{\max} / \Delta y_{\min});$$
$$\Delta x = (\Delta x_{\max} - \Delta x_{\min}) / \ln(\Delta x_{\max} / \Delta x_{\min}).$$

Если $\Delta y_{\max} / \Delta y_{\min} \leq 2$ и $\Delta x_{\max} / \Delta x_{\min} \leq 2$, то

$$\Delta y = 0,5(\Delta y_{\max} + \Delta y_{\min}); \quad \Delta x = 0,5(\Delta x_{\max} + \Delta x_{\min}).$$

Процесс массопередачи может быть осложнен протеканием химической реакции. В этом случае на некоторой глубине от поверхности раздела фаз может быть выделена поверхность химического взаимодействия с нулевой концентрацией вещества. Диффузионный слой, образующийся у границы раздела фаз, обладает сопротивлением массоотдачи.

Суммарное сопротивление массопереносу в пределах диффузионного слоя складывается из сопротивления массоотдачи на поверхности раздела фазы и сопротивления массопереноса:

$$K_{\Sigma}^{-1} = K_x^{-1} + K_D^{-1},$$

где K_x – сопротивление химической реакции (кинетическое сопротивление); K_D – диффузионное сопротивление, зависящее от скорости подвода массы.

Диффузионное сопротивление определяется гидродинамическими условиями процесса, а кинетическое зависит от температуры и концентрации компонентов. Из уравнения следует, что скорость хемосорбции определяется особенностями процессов массообмена и химического взаимодействия и может лимитироваться скоростью протекания любого из этих процессов (проходить в диффузионной или кинетической области) или при сопоставимых значениях в диффузионно-кинетической области.

3.3 Движение газов в печах

Различают естественное и вынужденное движение газов. Первое обусловлено наличием разности температур в различных местах рассматриваемого тракта печи (технологическая камера, каналы и газоходы и др.), а второе диктуется наличием внешнего побудителя движения, например, воздействием факела горения, самотяги газоходов и дымовой трубы, вентилятором, дымососом и др.

При движении поток преодолевает разного рода сопротивления, на что затрачивается его энергия. Баланс энергии потока газа при движении (между контрольными сечениями тракта печи в направлении движения) определяется уравнением энергии, отнесенным к единице массы (объема)

$$u_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + gz_1 = \frac{P_2}{\rho_2} + gz_2 + u_2 + q + h_{ном}, \quad (3.1)$$

где p_1, p_2 – статические давления в контрольных сечениях 1 и 2, Па; ρ_1, ρ_2 – плотность газа в сечениях 1 и 2, кг/м³; z_1, z_2 – геометрическая высота центров сечений над выбранным нулевым уровнем (чаще всего нулевая отметка), м; \bar{w}_1, \bar{w}_2 – среднерасходные скорости движения газа в сечениях 1 и 2, м/с; u_1, u_2 – внутренняя энергия газа в соответствующих сечениях; q – расход (приход) тепла из газового потока при

его движении от сечения 1 к сечению 2, Дж/кг; $h_{\text{пот}}$ – потери энергии газовым потоком во время его движения между сечениями 1 и 2, Дж/кг.

Для потока, движущегося с дозвуковой скоростью, можно считать, что расход (приход) теплоты из газового потока равен изменению его внутренней энергии и тогда уравнение (3.1) переписывается в виде

$$\frac{P_1}{\rho_1} + gz_1 = \frac{P_2}{\rho_2} + gz_2 + h_{\text{пот}} \quad (3.2)$$

Скорость в данной точке поперечного сечения потока может быть выражена в виде зависимости

$$w = w_{\text{ось}} \cdot f_w, \quad (3.3)$$

где f_w – функция распределения скорости в поперечном контрольном сечении, зависящая от координат.

Если статическое давление газа на расчетном участке изменяется менее чем на 400...500 Па, а температура его изменяется заметно, то применяют уравнение энергии вида, отнесенное к 1 м³ газа

$$p_1 + gc_0 \frac{T_0}{T_1} z_1 + \frac{c_0 \bar{w}_{01}^2}{2} \frac{T_1}{T_0} = p_2 + gc_0 \frac{T_0}{T_2} z_2 + \frac{c_0 \bar{w}_{02}^2}{2} \frac{T_2}{T_0} + p_{\text{пот1-2}}. \quad (3.4)$$

Или

$$p_1 + p_{\text{геом1}} + p_{\text{дин1}} = p_2 + p_{\text{геом2}} + p_{\text{дин2}} + p_{\text{пот1-2}}. \quad (3.5)$$

Уравнения (3.4) и (3.5) называют уравнениями Бернулли.

Вводим обозначения в (3.4) и (3.5):

ρ_0 – плотность газа при нормальных условиях ($T_0 = 273$ К; $p_0 = 101,3$ Па); T_1, T_2 – температура газа в начале и конце расчетного участка, К; $\bar{w}_{01}, \bar{w}_{02}$ – скорость движения газа в сечениях 1 и 2, взятая при нормальных условиях.

По аналогии со статическим давлением выражения $\frac{cw^2}{2}$ и ρgz называют соответственно динамическим и геометрическим давлением, а член $p_{\text{пот1-2}}$ – потеряннным давлением.

Таким образом,

$$p_{\text{дин}} = \frac{c w^2}{2} = \frac{c_0 w_0^2}{2} \frac{T}{273}; \quad (3.6)$$

$$p_{\text{геом}} = \rho g z = g c_0 \frac{T_0}{T} z. \quad (3.7)$$

Потерянное давление представляет собой потерянную потоком энергию, измеренную в единицах кинетической энергии потока в одном из выбранных сечений, отнесенную к единице объема газа

$$p_{\text{пот}} = \frac{E_{\text{пот}}}{V_i} = \frac{k_{\text{пот}} \cdot \frac{M w_i^2}{2}}{V_i} = k_{\text{пот}} \frac{c_i w_i^2}{2}. \quad (3.8)$$

Коэффициент пропорциональности $k_{\text{пот}}$ обычно определяют опытным путем (в некоторых случаях – теоретически) для каждого вида сопротивления.

Все аэродинамические сопротивления и связанные с ними потери энергии (давления) разделяют на два класса:

- потери на трение (потеря по длине);
- потери на местных сопротивлениях

При движении газа его частицы соприкасаются со стенками трубопровода или канала, в котором происходит движение. Поверхность этих стенок шероховата и поток при движении должен обтекать шероховатости. При обтекании возникает вихреобразование, на которое затрачивается энергия газового (жидкостного) потока. Для расчета потери энергии в прямом трубопроводе с неизменными размерами поперечного сечения чаще всего используют формулу Дарси

$$p_{\text{пот.тр}} = k_{\text{тр}} \frac{w^2 c}{2} = \lambda \frac{l}{d_r} \frac{w^2 c}{2}, \quad (3.9)$$

где λ – коэффициент гидравлического трения или просто коэффициент трения; l – длина участка трубопровода, на котором определяются потери, м; $d_r = 4S/\Pi$ – гидравлический диаметр трубопровода, м; S – площадь поперечного сечения трубопровода, м²; Π – периметр поперечного сечения трубопровода, м.

Для круглого канала

$$d_r = d,$$

для прямоугольного

$$d_{\Gamma} = \frac{2ab}{(a+b)},$$

где a и b – стороны контрольного сечения, м.

С учетом изменения температуры на участке между контрольными сечениями потока газа (3.9) принимает вид

$$P_{\text{пот.тр}} = \lambda \frac{l}{d_{\Gamma}} \frac{w_0^2 c_0}{2} \frac{\bar{T}}{273}, \quad (3.10)$$

где \bar{T} – средняя температура на расчетном участке (чаще всего – среднеарифметическая), К.

Коэффициент трения при ламинарном режиме движения газа зависит только от числа Рейнольдса и определяется

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}},$$

где Re – число Рейнольдса, $\text{Re} = \frac{w d_{\Gamma}}{\nu} = \frac{w_0 d_{\Gamma}}{\nu} \frac{T}{273}$ (ν – коэффициент кинематической вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$).

При турбулентном режиме движения газа коэффициент трения также зависит от числа Рейнольдса, величины выступов шероховатости и закона распределения их по внутренней поверхности канала. Поскольку последний трудно поддается аналитическому учету, величину λ устанавливают опытным путем, измеряя и оценивая только среднюю величину выступов шероховатости – Δ (мм), при этом для расчетов и анализа берут относительную величину – $\varepsilon = \Delta/d_{\Gamma}$, называемую относительной степенью шероховатости – ε .

Канал называется гидравлически гладким, если коэффициент трения при турбулентном режиме течения ($\text{Re} > 2300$) зависит только от числа Re . Если же λ зависит от величины относительной шероховатости ε , то – шероховатым. При этом нужно иметь в виду, что одни и те же каналы могут быть гидравлически гладкими и шероховатыми в зависимости от величины Re . Для гидравлически гладких каналов при турбулентном движении следует применять формулу Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}.$$

Для кирпичных гидравлически гладких каналов используется выражение

$$\lambda = \frac{0,175}{\text{Re}^{0,12}}.$$

Для шероховатых каналов при изменении ε в пределах 0,0008...0,0125 используется выражение

$$\lambda = 0,1 \left(1,46\varepsilon + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{0,25}. \quad (3.11)$$

Расчет величины λ для шероховатых металлических каналов выполняют в соответствии с формулой

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d_r} \right)^{0,25}. \quad (3.12)$$

В расчетах печей при турбулентном потоке практически можно принимать следующие значения λ :

К а н а л ы	В е л и ч и н а λ
Гладкие металлические	0,025
Шероховатые металлические	0,04
Кирпичные	0,05

К местным сопротивлениям (потерям давления потока газа) относится любой конструктивный элемент газового или воздушного тракта печи, вызывающий внезапное перераспределение скорости движущегося потока.

Потери давления на преодоление местных сопротивлений выражаются формулой

$$P_{\text{пот.м.с}} = k \frac{c_0 w_0^2}{2} \frac{T}{273}. \quad (3.13)$$

Коэффициент пропорциональности k , называемый коэффициентом местного сопротивления, характеризует данное сопротивление и представляет собой отношение потерянтого давления к динамическому

$$k = \frac{P_{\text{пот.м.с}}}{P_{\text{дин}}}.$$

В особую группу целесообразно отнести сопротивления трубных пучков.

Для расчета коэффициента местных потерь k (ξ) при $Re \geq 5 \cdot 10^4$ коридорного трубного пучка используется выражение

$$k_{\text{кор}} = n \frac{S}{b} \bar{\alpha} + \beta, \quad (2.14)$$

где n – число рядов труб по ходу газов.

Для пучков с шахматным расположением труб имеем

$$k_{\text{шахм}} = (0,8 \dots 0,9) k_{\text{кор}}. \quad (2.15)$$

При $Re < 5 \cdot 10^6$ (2.14) и (2.15) принимают вид

$$k_{\text{кор}Re} = \bar{\alpha}_{\text{кор}} \cdot k_{\text{кор}};$$

$$k_{\text{шахм}Re} = \bar{\alpha}_{\text{шахм}} \cdot k_{\text{шахм}}.$$

Значения величин α и β , входящих в (2.14), выбираются в соответствии с табл. 3.1.

Таблица 3.1 - Значения величин α и β в зависимости от отношения $\frac{2d}{b}$

$\frac{2d}{b}$	α	β	$\frac{2d}{b}$	α	β
0,1	2,75	81	0,45	0,14	1,6
0,15	1,22	32	0,50	0,11	1,0
0,20	0,69	16	0,60	0,08	0,44
0,25	0,44	9	0,70	0,06	0,18
0,30	0,30	5,4	0,80	0,04	0,06
0,35	0,23	3,5	0,90	0,03	0,01
0,40	0,17	2,2	1,0	0,03	0

Значения же $\bar{\alpha}$ для трубного пучка берут из табл. 3.2.

Таблица 3.2 - Значения $\bar{\alpha}$ для коридорного и шахматного трубного пучков

Re	$\bar{\alpha}_{\text{кор}}$	$\bar{\alpha}_{\text{шахм}}$	Re	$\bar{\alpha}_{\text{кор}}$	$\bar{\alpha}_{\text{шахм}}$
$4 \cdot 10^3$	1,7	1,4	10^4	1,37	1,22
$5 \cdot 10^3$	1,6	1,36	$2 \cdot 10^4$	1,18	1,10
$6 \cdot 10^3$	1,55	1,32	$3 \cdot 10^4$	1,08	1,05
$8 \cdot 10^3$	1,44	1,26	$4 \cdot 10^4$	1,0	1,0

Для игольчатых элементов металлических рекуператоров потеря давления на воздушной стороне может быть подсчитана по эмпирической формуле

$$p = Aw_0^2 \frac{T}{273}, \text{ Па}, \quad (3.16)$$

где w_0 – скорость на воздушной стороне, м(норм)/с; T – средняя температура воздуха в канале, К; A – коэффициент, зависящий от длины игольчатой трубы (табл. 3.3).

Таблица 3.3 – К выбору коэффициента A

Длина трубы, мм	880	1135	1385	1640
Коэффициент A	1,422	2,06	2,75	3,07

Для пучков, собранных из игольчатых труб (дымовой тракт) потеря давления (для всего пучка) будет

$$p = 10^{-4} a(n + m)Tw_0^2, \quad (3.17)$$

где n – число труб в направлении движения дымовых газов; m – число секций (ходов) рекуператора в направлении движения дымовых газов; w_0 – скорость дымовых газов, м/с; T – средняя температура дымовых газов, К; a – коэффициент, зависящий от типа труб (табл. 3.4).

Таблица 3.4 - К выбору коэффициента a

Тип трубы	17,5	28	гладкая
Коэффициент a	5,89	5,39	1,57

Потери давления в слое сыпучих материалов определяются аналогично потерям на трение по формуле Дарси

$$p_{\text{пот.сл}} = \lambda_{\text{сл}} \frac{l}{d_{\text{к}}} \frac{c_0 w_{0\text{св}}^2}{2} \frac{\bar{T}}{273}, \text{ Па},$$

где $d_{\text{к}}$ – средний диаметр куска сыпучего материала, м; $w_{0\text{св}}$ – скорость движения газа, отнесенная к свободному поперечному сечению камеры, в которой находится сыпучий материал при нормальных условиях, м/с; l – длина (высота) слоя сыпучих материалов, м; $\lambda_{\text{сл}}$ – условный коэффициент трения для слоя сыпучих материалов; \bar{T} –

средняя температура газа по высоте (длине) слоя, К.

Условный коэффициент трения $\lambda_{\text{сл}}$ зависит от числа Рейнольдса, формы, природы, размера, фракционного состава кусков материала, составляющих слой. Обычно $\lambda_{\text{сл}}$ определяется опытным путем. В расчетной практике условный коэффициент трения определяют либо по графикам, либо по частным формулам, составленным на основе опытного материала. Число Рейнольдса рассчитывается по среднему диаметру куска материала слоя

$$\text{Re} = \frac{w_{\text{сл}} d_{\text{к}}}{\nu} \quad (3.18)$$

Для слоя стальных шариков

$$\lambda_{\text{сл}} = \frac{7800}{\text{Re}} \quad \text{при } \text{Re} < 170; \quad (3.19)$$

$$\lambda_{\text{сл}} = \frac{177}{\text{Re}^{0,25}} \quad \text{при } \text{Re} > 170. \quad (3.20)$$

Указанные в формулах (3.19) и (3.20) относительно небольшие числа Рейнольдса в сравнении с его критическим значением для труб ($\text{Re}_{\text{кр}} = 2300$) объясняется тем, что в слое материалов, особенно кусковых, турбулентный режим наступает очень рано при $\text{Re} = 80 \dots 100$ (Re определяется по (3.18)). Это связано с тем, что при течении газа через слой материалов он испытывает многочисленные повороты, разделения, слияния при обтекании элементов слоя.

При известных размерах однотипных мелких изделий, составляющих насыпную массу, потери давления могут определяться

$$p_{\text{пот.сл}} = \lambda_{\text{сл}} \frac{H}{d_{\text{экв}}} \frac{c_0 w_0^2}{2} \frac{\bar{T}}{273}, \text{ Па},$$

где $d_{\text{экв}}$ – эквивалентный диаметр частиц насыпи, $d_{\text{экв}} = \frac{4V_{\text{св}}}{F_{\text{уд}}}$, м;

$$V_{\text{св}} = \frac{c_{\text{м}} - c_{\text{н}}}{c_{\text{м}}} \quad \text{– относительный свободный объем (порозность}$$

слоя), $\text{м}^3/\text{м}^3$; $\rho_{\text{м}}$ и $\rho_{\text{н}}$ – плотность материала кусков и насыпная плотность засыпки, соответственно, $\text{кг}/\text{м}^3$; $F_{\text{уд}}$ – поверхность деталей в единице объема насыпной массы, $\text{м}^2/\text{м}^3$; H – высота слоя, м; w_0 – скорость движения газа в слое при нормальных условиях, м/с; $\lambda_{\text{сл}}$ – ко-

коэффициент трения, который при $Re > 7000$ может приниматься равным 2,6. При $40 < Re < 7000$, $\lambda = \frac{16}{Re^{0,2}}$.

Потери давления в неподвижном слое кокса можно определить по формуле

$$p_{\text{пот}} = B \rho l w^m \text{ Па,}$$

где w – скорость воздуха до решетки (на свободное сечение топки), м/с; ρ – плотность газа, кг/м³; l – толщина слоя, мм; B – коэффициент (табл. 3.5); m – показатель степени (табл. 2.7).

Таблица 3.5 - Значения параметров B и m

Приведенный диаметр куска d , мм	Показатель степени m	Коэффициент, B
1,0	1,35	43,70
5,98	1,51	7,65
6,5	1,52	7,26
12,5	1,75	1,88
16,0	1,70	1,53
20,6	1,90	0,88

При движении газа по тракту потери энергии (давления) на отдельных местных сопротивлениях и на трение естественно суммируются, и возникает аэродинамическое сопротивление сети и соответствующие потери энергии в сети. Зависимость потерь давления в аэродинамической сети от объемного расхода газа по тракту называют аэродинамической характеристикой тракта (сети, участка сети).

Поскольку потери давления (энергии) пропорциональны динамическому давлению, а значит квадрату скорости движения газа (квадрату объемного расхода), то характеристика сети представляет собой параболу той или иной крутизны, выходящую из начала координат (V , p), если не учитывать слабую зависимость коэффициента трения λ от скорости движения газа при турбулентном режиме. Переменные местные сопротивления (повороты, заслонки, задвижки и т.п.) могут изменять крутизну характеристики сети, т.е. каждому состоянию таких сопротивлений соответствует своя характеристика сети.

Суммы потерь давления в системе и динамического давления на

выхлопе из системы равны полному давлению на выхлопе нагнетателя

$$p_{\text{полн}} = p_{\text{дин.вых}} + \sum k_i p_{\text{дин}i} + \sum \lambda_i p_{\text{дин}i}, \quad (3.21)$$

где $p_{\text{дин.вых}}$ – динамическое давление на выхлопе из системы, Па; k_i – коэффициент потерь i -го сопротивления; $p_{\text{дин}i}$ – динамическое давление газа в i -том сопротивлении, Па.

Нагнетатель выбирают по заданному расходу V_i , полному давлению на выхлопе нагнетателя ($p_{\text{полн}}$).

Истечение газов происходит при работе горелок, форсунок, при выбивании газов через отверстия в стенках печей и в ряде других случаев. Оно существенно отличается от истечения жидкостей. При истечении газов запас статического давления и часть внутренней энергии преобразуются в скоростной напор, в результате чего температура и плотность газа могут претерпевать существенные изменения.

При истечении газа из отверстий в тонкой стенке с острыми кромками газовый поток, огибая острую кромку, сужается. Площадь сечения газовой струи за пределами стенки достигает минимума, после чего струя постепенно расширяется. Скорость истечения газа в самом узком сечении струи, определяемая по уравнению Бернулли для несжимаемого газа

$$w = \sqrt{2 \frac{p_{\text{н}} - p_{\text{окр}}}{\rho_{\text{нач}}}} \text{ м/с.} \quad (3.22)$$

Плотность газа ρ по условию несжимаемости принимается равной начальной плотности $\rho \approx \rho_{\text{нач}}$. Наименьшее отклонение расчетной скорости по формуле (3.1) от скорости истечения, определяемой с учетом сжимаемости газа, получается именно при условии $\rho = \rho_{\text{нач}}$.

Так как по уравнению состояния газа

$$\rho_{\text{нач}} = \frac{p_{\text{н}}}{RT_{\text{нач}}}, \text{ то } w = \sqrt{2RT_{\text{нач}} \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_{\text{н}}} \right)} \text{ м/с.} \quad (3.23)$$

Здесь газовая постоянная $R = 8319/\mu$ Н·м/(кг·К) (μ – молекулярная масса газа).

Отношение площади поперечного сечения истекающей струи в самом узком месте F к площади поперечного сечения отверстия в стенке F_0 называют коэффициентом сужения струи $\varphi = F/F_0$.

Объемный расход истекающей среды v м³/с равен произведению скорости истечения на площадь поперечного сечения струи в том месте, где рассматривается эта скорость

$$v = \varphi F_0 w = \varphi F_0 \sqrt{2RT_H \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_H}\right)} \text{ м}^3/\text{с}. \quad (3.24)$$

Коэффициент сужения струи при истечении через отверстие в тонкой стенке $\varphi = 0,61 \dots 0,64$. В среднем можно полагать $\varphi \approx 0,625$.

Расход массы истекающей среды G (кг/с) равен произведению объемного расхода на плотность (в данном случае $\rho = \rho_{\text{нач}}$)

$$G = \varphi F_0 \rho_H w = \varphi F_0 \sqrt{2\rho_H (p_H - p_{\text{окр}})} \text{ кг/с}. \quad (3.25)$$

При истечении газа через сопло с острыми краями на входе процесс сужения и расширения струи происходит внутри сопла. В результате между стенками сопла и ядром потока образуется вихревая зона. В этом случае скорость истечения газа и его расход приходится рассчитывать с учетом потерь давления в сопле на образование вихревой зоны и потерь на трение

$$w = \alpha \sqrt{2 \frac{p_H - p_{\text{окр}}}{\rho_H}} = \alpha \sqrt{2RT_H \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_H}\right)} \text{ м/с}; \quad (3.26)$$

$$v = wF = \alpha F \sqrt{2RT_H \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_H}\right)} \text{ м}^3/\text{с}. \quad (3.27)$$

Величину α называют коэффициентом расхода. Его значение определяется по формуле

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \psi}}. \quad (3.28)$$

Коэффициент сопротивления сопла

$$\psi = \mu \frac{l}{d_0} + \xi \left(1 - \frac{F}{F_{\text{макс}}}\right), \quad (3.29)$$

где l – длина сопла, м; d_0 – диаметр сопла, м; F – площадь поперечного сечения сопла; $F_{\text{макс}}$ – площадь поперечного сечения канала, из которого происходит истечение, м².

Обычно при расчетах потерями на трение в соплах пренебрегают, полагая $p_{\text{тр}} = \mu \frac{l}{d_0} = 0$. Так как в практике $F_{\text{макс}} \gg F$, то приближенно можно считать $F/F_{\text{макс}} \approx 0$; тогда $\psi = 0,5$; $\alpha = 0,82$.

При оформлении входа в сопло под углом β потери давления в сопле могут быть значительно уменьшены. В табл. 3.6 приведены значения α в зависимости от отношения l_0/d_0 и угла β при $p_{\text{тр}} = 0$ и $F/F_{\text{макс}} = 0$.

Как видно из таблицы, коэффициент расхода α может изменяться от 0,82 до 0,95.

При скруглении перехода от широкой к узкой части потери давления в сопле еще больше уменьшаются и коэффициент расхода α при отношениях радиуса скругления к диаметру сопла d_0 больше 0,20 практически равен единице. Значения коэффициента расхода α в зависимости от R/d_0 при $p_{\text{тр}} = 0$ и $F/F_{\text{макс}} = 0$ приведены в табл. 3.7.

Таблица 3.6 - Значения коэффициента расхода α при оформлении входа в сопло под углом β (при $F/F_{\text{макс}} \approx 0$)

Отношение l_0/d_0	Значение угла β					
	0	10	20	30	40	60
0,025	0,82	0,825	0,833	0,835	0,840	0,845
0,050	0,82	0,83	0,843	0,857	0,87	0,875
0,075	0,82	0,84	0,86	0,875	0,89	0,90
0,100	0,82	0,847	0,87	0,895	0,905	0,92
0,150	0,82	0,855	0,89	0,913	0,93	0,935
0,600	0,82	0,89	0,92	0,94	0,952	0,945

Таблица 3.7 - Значения α в зависимости от R/d_0 при $p_{\text{тр}} = 0$ и $F/F_{\text{макс}} = 0$

R/d_0	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,12	0,16	$\geq 0,20$
α	0,82	0,835	0,86	0,875	0,89	0,91	0,915	0,935	0,96	0,97	0,99

Если переход к соплу оформить в виде плавного конфузора, сужающегося по форме струи, то потерями давления при истечении

можно пренебречь, положив $\alpha = 1$. В этом случае расчетные формулы существенным образом упрощаются

$$w = \sqrt{2 \frac{p_H - p_{\text{окр}}}{\rho_H}} = \sqrt{2RT_H \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_H}\right)} \text{ м/с}; \quad (3.30)$$

$$v = F \sqrt{2RT_H \left(1 - \frac{p_{\text{окр}}}{p_H}\right)} \text{ м}^3/\text{с}. \quad (3.31)$$

При пользовании приведенными в настоящем параграфе формулами следует иметь в виду, что они применимы при $p_H \leq 1,1p_{\text{окр}}$, что отвечает скорости истечения газа $w_{\Gamma} \leq 0,4w_{\text{кр}}$.

Истечение сжимаемого газа подразделяется на три области: 1) с дозвуковыми скоростями, $w < w_{\text{кр}}$; 2) при критических скоростях, $w = w_{\text{кр}}$; 3) со сверхзвуковыми скоростями, $w > w_{\text{кр}}$.

Расчет истечения сжимаемого газа производится в предположении, что процесс истечения совершается по закону идеальной адиабаты. Опыт показывает, что при технических расчетах это допущение оправдывает себя.

Истечение с дозвуковыми скоростями ($w < w_{\text{кр}}$) при возрастании отношения начального давления к давлению в окружающей среде $p_H/p_{\text{окр}}$ скорость истечения газа увеличивается до тех пор, пока не приобретет своего критического значения

$$w_{\text{кр}} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_H}, \quad (3.32)$$

где k – показатель степени адиабаты, равный отношению теплоемкости газа при постоянном давлении c_p к теплоемкости при постоянном объеме c_v ,

$$k = \frac{c_p}{c_v}.$$

Минимальное значение начального давления, при котором достигается критическое состояние, определяется по выражению

$$\frac{p_H}{p_{\text{окр}}} = \varepsilon = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{1-k}}. \quad (3.33)$$

Значения ε для различных газов колеблются в пределах $\varepsilon = 1,7 \dots 1,9$. Дозвуковые скорости истечения газов получаются при значении начального давления

$$p_{\text{н}} < \varepsilon \cdot p_{\text{окр}} < (1,7 \dots 1,9) p_{\text{окр}}.$$

Отношение скорости истечения газа к критической скорости называется критерием скорости истечения

$$\lambda = w/w_{\text{кр}}. \quad (3.34)$$

При адиабатическом процессе критерий λ вычисляется по выражению:

$$\lambda^2 = \frac{k+1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.35)$$

Здесь p – статическое давление в струе истекающего газа на срезе сопла. При дозвуковых скоростях истечения это давление равно давлению в окружающей среде $p = p_{\text{окр}}$, если $\lambda < 1$.

Абсолютная температура и плотность истекающего газа в устье сопла связаны с критерием скорости истечения по формулам

$$\frac{T}{T_{\text{н}}} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2; \quad (3.36)$$

$$\frac{\rho}{\rho_{\text{н}}} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.37)$$

4. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

4.1 Теплопроводность

Теплопроводность является видом переноса энергии и обусловлена закономерностями движения микроструктурных элементов тела.

При проведении большинства расчетов предполагается, что процесс теплопроводности не сопровождается изменением объема тела, а приращение внутренней энергии тела пропорционально его теплоемкости. Перенос тепла теплопроводностью может происходить в газовой, жидкой и твердых средах. Так как механизмы передачи теплоты в газах, жидкостях и твердых телах различны, то эти вещества, нагретые до одинаковой температуры, будут передавать теплоту внутри рассматриваемых объемов с разными скоростями.

Передача теплоты в газах теплопроводностью связана с переносом кинетической энергии при молекулярном движении, вследствие чего температура в газовом объеме выравнивается. Из курса термодинамики известно, что молекулы газов обладают кинетическими энергиями поступательного и вращательного движений, а средняя кинетическая энергия одной молекулы прямо пропорциональна ее абсолютной температуре.

Для жидкостей перенос энергии связан с передачей упругих колебаний передачей от слоя к слою, так как силы молекулярного взаимодействия в жидкостях проявляются сильнее, чем в газах. Увеличение температуры связано с повышением амплитуды колебаний молекул.

В твердых телах (диэлектриках), в которых связи между атомами еще более ярко выражены, также имеет место передача теплоты посредством упругих волн. В металлах перенос теплоты происходит за счет движения свободных электронов.

Различают задачи стационарной и нестационарной теплопроводности, решаемые для одной, двух и трех пространственных координат.

При наличии градиента температуры теплота переносится из

высокотемпературной области в низкотемпературную. Для определения плотности теплового потока используется закон Фурье

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

где λ – коэффициент теплопроводности, который является физической характеристикой среды и зависит от локального (местного) состояния среды и, прежде всего, от ее температуры.

Закон Фурье неявно предполагает, что скорость распространения теплоты в твердом теле является бесконечно большой.

Модуль вектора плотности теплового потока

$$q = -\lambda \partial t / \partial n.$$

Скалярные величины составляющих вектора q осям координат x , y и z можно записать в виде

$$q_x = q \cos(n, x) = -\lambda (\partial t / \partial n) \cos(n, x) = -\lambda (\partial t / \partial x);$$

$$q_y = -\lambda (\partial t / \partial y); \quad q_z = -\lambda (\partial t / \partial z).$$

В изотропной среде λ не зависит от направления, в анизотропных средах λ , напротив, зависит от направления передачи теплоты и представляет собой тензор второго ранга:

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{pmatrix}.$$

Уравнения для составляющих вектора плотности теплового потока по осям прямоугольной системы координат имеют вид

$$-q_x = \lambda_{xx} (\partial t / \partial x) + \lambda_{xy} (\partial t / \partial y) + \lambda_{xz} (\partial t / \partial z);$$

$$-q_y = \lambda_{yx} (\partial t / \partial x) + \lambda_{yy} (\partial t / \partial y) + \lambda_{yz} (\partial t / \partial z);$$

$$-q_z = \lambda_{zx} (\partial t / \partial x) + \lambda_{zy} (\partial t / \partial y) + \lambda_{zz} (\partial t / \partial z).$$

В анизотропной среде в отличие от изотропной векторы плотности теплового потока и градиента температуры не лежат на одной прямой.

К анизотропным телам относят ортотропное твердое тело с разной теплопроводностью в трех взаимно перпендикулярных направлениях, для которого плотность тепловых потоков по осям координат соответственно

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

При расчетах высокоинтенсивных нестационарных процессов конечность скорости переноса тепла учитывают с помощью постоянной времени (времени релаксации теплового напряжения) τ_r :

$$\bar{q} = -\lambda \text{grad} t - \tau_r (\partial \bar{q} / \partial \tau).$$

Коэффициент теплопроводности λ численно равен количеству теплоты, проходящему через единицу поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности при градиенте температуры, равном единице:

$$\lambda = d^2 Q / (|\text{grad} t| dF d\tau).$$

Экспериментальные значения коэффициентов теплопроводности для разных сред приводятся в справочниках теплофизических величин. Хотя коэффициент λ зависит от температуры, во многих практических задачах его принимают постоянным, соответствующим средней температуре системы.

Коэффициент теплопроводности зависит от физической структуры вещества и механизма переноса энергии. Максимальные значения коэффициента теплопроводности имеют металлы. Повышение температуры чистых металлов, а также увеличение содержания примесей приводит к снижению коэффициента теплопроводности.

Так как в неметаллических твердых телах механизм теплопроводности связан с распространением упругих волн и волновая скорость в плотных средах на один-два порядка меньше скорости движения свободных электронов, то λ диэлектриков существенно ниже, чем λ металлов. Еще меньше λ жидкостей, так как существенную роль при переносе энергии в жидкостях играют соударения молекул. Коэффициент теплопроводности газов в среднем на два порядка ниже, чем неметаллических твердых тел.

Математическим выражением закона сохранения энергии в твердом веществе является уравнение теплопроводности. Уравнения теплопроводности связаны с законом сохранения энергии, согласно которому сумма энергий, подводимых к элементарному объему

вследствие теплопроводности и генерируемой внутри него, равна сумме энергий, отводимых из элементарного объема вследствие теплопроводности и аккумулированной внутри него.

Генерирование энергии внутри материала имеет место вследствие тепловыделения при физико-химических превращениях, нагрева при пропускании через тело электрического тока и т.п.

Для вывода уравнений переноса тепла могут быть использованы прямоугольные, цилиндрические или сферические координаты.

Температурные деформации элементарного объема изотропного тела пренебрежимо малы по сравнению с самим объемом.

В трехмерной системе координат для бесконечно малого объема материала dV с гранями dx , dy , dz , характеризующегося коэффициентом теплопроводности λ , удельной теплоемкостью c и плотностью ρ , из уравнения баланса энергии следует

$$c\rho \frac{dt}{d\tau} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) + q_V$$

или

$$c\rho(dt/d\tau) = -\operatorname{div}\vec{q} + q_V$$

и

$$c\rho(dt/d\tau) = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + q_V,$$

где ρ – плотность материала.

Уравнение справедливо для любой системы координат и для любой среды (как движущейся, так и неподвижной).

Прямоугольные координаты. Для переноса тепла теплопроводностью в прямоугольной системе координат, получим

$$c\rho \frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right) + q_V.$$

В случае, когда величины λ , μ и c можно считать постоянными, уравнение принимает вид

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

или

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + q_V / (c \rho),$$

где V^2 – оператор Лапласа; a – коэффициент температуропроводности, который является физическим параметром вещества, характеризующим скорость изменения температуры тела, и мерой теплоинерционных свойств твердого тела.

Полученное выражение является уравнением Фурье – Кирхгофа, которое при $q_V = 0$ преобразуется в уравнение теплопроводности Фурье.

Цилиндрические координаты. Для перехода от прямоугольных координат к цилиндрическим используются соотношения $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, $z = z$. Уравнение в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_V}{c \rho}$$

или

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right] + \frac{q_V}{c \rho}.$$

Сферические координаты. Связь между прямоугольными и сферическими координатами определяется соотношениями: $x = r \sin \theta \times \cos \varphi$; $y = r \sin \theta \sin \varphi$; $z = r \cos \theta$. Уравнение в сферических координатах имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\sin \Theta \frac{\partial t}{\partial \Theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} \right] + \frac{q_V}{c \rho}.$$

Полагая температурное поле одномерным, можно получить уравнения для тел разной формы:

- для неограниченной пластины (стенки)

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{q_V}{c \rho};$$

- для длинного цилиндра

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{q_V}{c \rho};$$

- для сферы при симметричном нагреве

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{q_V}{c \rho}.$$

Обобщенное одномерное уравнение теплопроводности Фурье имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{k-1}{x} \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{q_V}{c \rho},$$

где x – координата тела (толщина стенки, радиус цилиндра или шара); k – коэффициент формы тела, для пластины $k = 1$, для цилиндра $k = 2$, для шара $k = 3$.

В общем случае уравнение теплопроводности имеет бесчисленное множество решений. Для конкретизации условий проведения процесса основное дифференциальное уравнение теплопроводности дополняют специальными условиями, характеризующими геометрические (форму и линейные размеры тела) и физические (коэффициент теплопроводности λ , удельная теплоемкость c , плотность ρ , объемная плотность теплового потока q_V) свойства тела, а также краевыми условиями.

Краевыми условиями называют совокупность начального и граничных условий. Начальные условия задаются при исследовании нестационарных процессов. Их задание заключается в формулировке распределения температуры внутри тела в момент времени, условно принятый за нулевой: $t = f(x, y, z, 0)$. При равномерном начальном распределении температур $t = f(x, y, z, 0) = t_0 = \text{const}$.

Граничные условия характеризуют условия теплового взаимодействия между окружающей средой и поверхностью тела. Различают следующие стандартные виды задания граничных условий:

- Граничные условия I рода состоят в задании распределения температуры на поверхности тела в виде функции координат и времени

$$t_{\text{пов}} = f_1(x, y, z, \tau), \quad x, y, z \in F,$$

где F – поверхность; $t_{\text{пов}}$ – температура поверхности.

Граничные условия I рода используются при разработке математических методов решения задач и в оценочных расчетах.

Для процессов стационарной теплопроводности функция f не зависит от времени (условие Дирихле).

- Граничные условия II рода задают распределение плотности

теплового потока на поверхности тела как функцию координат и времени:

$$q_{\text{пов}} = f_2(x, y, z, \vartheta), \quad x, y, z \in F;$$
$$-\chi(\partial t / \partial \vec{n})_{\text{пов}} = f_2(x, y, z, \vartheta), \quad x, y, z \in F.$$

В процессах стационарной теплопроводности функция f не зависит от времени (условие Неймана).

В частном случае, когда плотность теплового потока на поверхности тела остается постоянной для любого момента времени в любой точке поверхности, выражение упрощается: $q_{\text{пов}} = q_0 = \text{const}$.

Граничные условия II рода имеют место, когда теплообмен излучением осуществляется по закону Стефана – Больцмана или в случае тепловой изоляции.

- Граничные условия III рода состоят в задании зависимости плотности теплового потока вследствие теплопроводности со стороны тела от температур поверхности тела и окружающей среды. Для записи этого вида граничных условий используются законы Фурье и Ньютона. Следует отметить, что в нестационарных процессах температура окружающей среды изменяется во времени.

На основании закона сохранения энергии имеем

$$-\chi(\partial t / \partial n)_{\text{пов}} = a(t_{\text{пов}} - t_{\text{ср}}).$$

Граничные условия III рода используются на практике для случая омывания поверхности твердого тела сплошной движущейся жидкой или газообразной фазой, так как обладают некоторыми элементами общности.

- Граничные условия IV рода применяются для расчета теплообмена в многофазных или многослойных системах. В этом случае задаются условия равенства температуры и плотности теплового потока на поверхности соприкосновения тел (или сред):

$$t_{1\text{пов}} = t_{2\text{пов}};$$
$$\lambda_1(\partial t_1 / \partial n)_{\text{пов}} = \lambda_2(\partial t_2 / \partial n)_{\text{пов}}.$$

Первое уравнение отражает условие непрерывности температурного поля, а второе – закон сохранения энергии на поверхности контакта двух тел (или сред).

На практике применяются и другие граничные условия, которые могут отражать специфические особенности исследуемого процесса. При определенных условиях граничные условия более высокого рода могут вырождаться в граничные более низкого рода.

Система, включающая дифференциальные уравнения теплопроводности, дополненные начальными и граничными условиями, является окончательной формулировкой задачи переноса тепла теплопроводностью в исследуемом объекте.

Для проведения расчетов, связанных с оценкой условий нагрева или охлаждения твердого тела, применяются следующие методы:

1. К элементу поверхности dF за время dT подводится тепловой поток

$$dQ = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right) dF dt;$$

$$\Delta Q = - \int_{F_1}^{F_2} \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF dt.$$

При постоянных температуре и температурном градиенте

$$\Delta Q = - \lambda F \int_{n_1}^{n_2} \frac{\partial t}{\partial n} dn dt.$$

При использовании граничных условий II рода уравнение приводится к виду

$$\Delta Q = F \int_{n_1}^{n_2} q_{\text{пов}}(t) dn dt.$$

2. Элемент объема $dV = dx dy dz$ за время Δt нагревается от t_1 до t_2 , в результате чего получает количество теплоты

$$dQ = c \rho (t_2 - t_1) dV;$$

$$\Delta Q = c \int_{V_1}^{V_2} \rho (t_2 - t_1) dV = c \rho V \frac{1}{V} \int_V \rho (t_2 - t_1) dV.$$

В расчеты вводится понятие среднemasсовой температуры

$$t_{\text{мас}} = \frac{1}{\rho V} \int_V \rho t dV; \quad t_{\text{мас}} = \frac{1}{V} \int_V t dV.$$

Для тел стандартной формы (пластина, цилиндр и сфера) при

симметричном одномерном температурном поле

$$t_{\text{мас}} = \frac{k}{x_{\text{мас}}^k} \int_0^{x_{\text{мас}}} x^{k-1} t(x, \tau) dx .$$

Используя приведенные выше соотношения, получим

$$\Delta Q = c \rho V (t_{2\text{мас}} - t_{1\text{мас}});$$

$$\Delta Q = c \rho V [t_{\text{мас}}(\tau) - t_{0\text{мас}}];$$

$$\Delta Q = c \rho V [t_{\text{мас}}(\tau) - t_0].$$

3. Элемент поверхности dF за время dt воспринимает из окружающей среды с температурой $t_{\text{ср}}$ количество тепла

$$dQ = \alpha (t_{\text{ср}} - t_{\text{пов}}) dF dt ,$$

где α – коэффициент конвективного теплообмена.

Если температура поверхности тела постоянна, а коэффициент α не зависит от температуры, то

$$\Delta Q = \alpha F \int_{\tau_1}^{\tau_2} [t_{\text{ср}} - t_{\text{пов}}(\tau)] dt .$$

4.2 Теплопроводность и теплопередача при стационарном режиме

Для стационарного процесса уравнения теплопроводности можно представить в виде уравнений Лапласа:

$$\text{div}(\text{grad} t) + q_V = 0 ;$$

$$\frac{1}{x^{k-1}} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^{k-1} \frac{\partial t}{\partial x} \right) + q_V = 0 ;$$

$$\nabla^2 t + q_V / \lambda = 0 .$$

Рассмотрим условия передачи теплоты теплопроводностью в телах простой геометрической формы (пластине, цилиндре и сфере). Для проведения расчетов необходимо задать толщину и коэффициент теплопроводности материала стенок. Требуется найти распределение температуры по толщине стенки и тепловые потоки, проходящие через стенки для случая, когда тепловыделение (телопоглощение) в объеме стенок отсутствует.

Для описания процесса теплопроводности воспользуемся зако-

ном Фурье

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dx} F(x);$$

$$\frac{Q}{\lambda F(x)} dx = -dt; \quad \frac{Q}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)} = -\int_{x_1}^{x_2} dt; \quad Q = \frac{\lambda(t_1 - t_2)}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)}}.$$

Здесь

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)} = f(x_1, x_2)$$

называется приведенной толщиной стенки.

Тепловой поток и температура соответственно

$$Q = \lambda(t_1 - t_2)/f(x_1, x_2);$$

$$\frac{Q}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)} = -\int_{x_1}^{x_2} dt; \quad \frac{Q}{\lambda} f(x_1, x_2) = t_1 - t_2;$$

$$t = t_1 - (t_1 - t_2)f(x_1, x_2)/f(x_1, x_2).$$

При проведении вычислений широко используется понятие безразмерной температуры

$$\Theta = (t - t_2)/(t_1 - t_2).$$

Тогда тепловой поток

$$Q = \lambda(t_1 - t_2)/f(x_1, x_2).$$

Используя полученную зависимость, можно найти уравнения, описывающие закономерности теплопередачи в телах простой геометрической формы.

Для плоской стенки

$$f(x_1, x) = \frac{1}{F} \int_0^x dx = x/F; \quad f(x_1, x_2) = \frac{1}{F} \int_0^S dx = \frac{S}{F},$$

откуда

$$Q = \frac{\lambda}{S}(t_1 - t_2)F;$$

$$\Theta = 1 - x/S = 1 - X,$$

где $X = x/S$ – безразмерная координата; λ/S – тепловая проводимость стенки (обратная ей величина S/λ – называется тепловым или

термическим сопротивлением стенки).

Под тепловым сопротивлением стенки понимают падение температуры в стенке на единицу плотности теплового потока Q/F .

Для цилиндрической стенки

$$f(x_1, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{r_2}^r \frac{dr}{r} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r}{r_1}; \quad f(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1},$$

откуда

$$Q = 2\pi\lambda(t_1 - t_2)[\ln(r_2/r_1)]^{-1};$$

$$\Theta = 1 - \frac{\ln \frac{r_1}{r_2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}.$$

Введем безразмерные переменные: $R = r/r_1$ и $K_R = r_2/r_1$. Тогда можно записать

$$\Theta = 1 - \ln R / \ln K_R.$$

Для сферической стенки

$$Q = 4\pi\lambda(t_1 - t_2)(1/r_1 - 1/r_2)^{-1} = 4\pi\lambda(t_1 - t_2)(1 - 1/K_R)^{-1};$$

$$\Theta = 1 - (1 - 1/R)(1 - 1/K_R)^{-1}.$$

Если коэффициент теплопроводности зависит от температуры, т.е. $\lambda = f(t)$ или $\lambda = \lambda_0(1 + bt)$, получим

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)} = -\frac{\lambda_0}{Q} \int_{t_1}^{t_2} (1 + bt) dt;$$

$$Q = \lambda_0 [1 + b(t_1 + t_2)/2] (t_1 - t_2) / f(x_1, x_2);$$

$$\lambda_{cp} = \frac{1}{t_1 - t_2} \int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt = \lambda_0 \left[1 + b \frac{t_1 + t_2}{2} \right];$$

$$Q = \lambda_{cp} (t_1 - t_2) / f(x_1, x_2).$$

Таким образом, при линейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры для тел любой геометрической формы можно использовать формулы для $\lambda = \text{const}$, если значение λ вычислено для среднеарифметической из температур поверхности.

Распределение температур по толщине стенки описывается с

помощью уравнений

$$\begin{aligned} \frac{Q}{\lambda_0} f(x_1, x) &= -\left[t - t_1 + \frac{b}{2}(t^2 - t_1^2) \right]; \\ t^2 + \frac{2}{b}t - \left[t_1^2 + \frac{2}{b}t_1 - \frac{2Q}{b\lambda_0} f(x_1, x) \right] &= 0; \\ t &= \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_1 \right)^2 - \frac{2Q}{\lambda_0 b} f(x_1, x)} - \frac{1}{b}; \\ t &= \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_1 \right)^2 - \frac{2\lambda_{cp}}{\lambda_0 b} (t_1 - t_2) \frac{f(x_1, x)}{f(x_1, x_2)}} - \frac{1}{b}. \end{aligned}$$

Для стенок, состоящих из нескольких слоев с различной теплопроводностью и разной толщины, найдем тепловой поток и температуру:

$$Q = \frac{\lambda_1(t_1 - t_2)}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{F(x)}} = \frac{\lambda_2(t_2 - t_3)}{\int_{x_2}^{x_3} \frac{dx}{F(x)}} = \dots = \frac{\lambda_n(t_n - t_{n+1})}{\int_{x_n}^{x_{n+1}} \frac{dx}{F(x)}};$$

$$t_1 - t_2 = Q \frac{S_1}{\lambda_1}; \quad t_2 - t_3 = Q \frac{S_2}{\lambda_2}; \quad \dots; \quad t_n - t_{n+1} = Q \frac{S_n}{\lambda_n},$$

где n – число слоев.

Окончательно получим уравнение для определения

$$Q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{S_i}{\lambda_i}}.$$

Величина, стоящая в знаменателе выражения, называется полным термическим сопротивлением многослойной стенки.

Температуры на границе слоев могут быть определены по уравнениям

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 - Q \frac{S_1}{\lambda_1}; \\ t_2 &= t_1 - Q \left(\frac{S_1}{\lambda_1} + \frac{S_2}{\lambda_2} \right); \\ t_{k+1} &= t_1 - Q \sum_{i=1}^k \frac{S_i}{\lambda_i}. \end{aligned}$$

Теплопередача через стенку. Случай, когда теплота от одной газовой среды передается другой среде через стенку (одно- или многослойную), соответствует граничным условиям III рода. Для стенки произвольной геометрической формы при условии, что задана толщина стенок, коэффициенты теплоотдачи и коэффициент теплопроводности, тепловой поток

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_{1cp} - t_1), \quad t_{1cp} - t_1 = Q / (\alpha_1 F_1).$$

Тепловой поток, передаваемый теплопроводностью через стенку, и разность температур соответственно

$$Q = \lambda (t_1 - t_2) / f(x_1, x_2), \quad t_1 - t_2 = Q f(x_1, x_2) / \lambda.$$

Те же параметры в случае передачи тепла от стенки к менее нагретой среде можно вычислить по формулам

$$Q = (t_{1cp} - t_{2cp}) \left[\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{f(x_1, x_2)}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right]^{-1};$$

$$t_2 - t_1 = Q / (\alpha_2 F_2).$$

Распределение температур в стенке отвечает уравнению

$$t = t_{2cp} + (t_{1cp} - t_{2cp}) \left[\frac{1 + \lambda}{\alpha_2 F_2 f(x_1, x_2)} - \frac{f(x_1, x)}{f(x_1, x_2)} \right] \times \\ \times \left\{ \frac{\lambda}{f(x_1, x_2)} \left[\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right] \right\}^{-1}.$$

Значения обобщенных параметров F и f зависят от геометрической формы стенок. Для плоской стенки

$$F_1 = F_2 = F = \text{const}; \quad f(x_1, x) = x / F; \quad f(x_1, x_2) = S / F;$$

$$Q = (t_{1cp} - t_{2cp}) F \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{S}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1};$$

$$t = t_{2cp} + (t_{1cp} - t_{2cp}) \left[\frac{1 + \lambda}{\alpha_2 S} - \frac{x}{S} \right] \left[1 + \left(\frac{\lambda}{S} \right) \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} \right) \right]^{-1};$$

$$K = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{S}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1},$$

где K – коэффициент теплопередачи, численно равный количеству теплоты, передаваемой через 1 м^2 поверхности стенки за 1 с, при разности температур потоков, движущихся вдоль стенки, в 1 К (величина, обратная K , называется термическим сопротивлением теплопе-

редачи и обозначается R).

Коэффициент K складывается из термического сопротивления теплоотдаче $1/\alpha$ и термического сопротивления стенки S/λ . Отношение этих величин представляет собой критерий Био (Bi).

Для цилиндрической стенки (трубы)

$$Q = pl(t_{1cp} - t_{2cp}) \left[(\alpha_1 d_1)^{-1} + (2\lambda)^{-1} \ln(d_2/d_1) + (\alpha_2 d_2)^{-1} \right];$$

$$t = t_{2cp} + (t_{1cp} - t_{2cp}) \left(\ln \frac{r_2}{r} + \frac{\lambda}{\alpha_2 r_2} \right) \left(\ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\lambda}{\alpha_1 r_1} + \frac{\lambda}{\alpha_2 r_2} \right)^{-1};$$

$$K_n = \left[(\alpha_1 d_1)^{-1} + (2\lambda)^{-1} \ln(d_2/d_1) + (\alpha_2 d_2)^{-1} \right]^{-1},$$

где K_n – линейный коэффициент теплопередачи, равный плотности теплового потока, проходящего через цилиндрическую стенку длиной в 1 м, при разности температур потоков, омывающих стенку внутри и снаружи, в 1 К ($R_n = 1/K_n$ – линейное термическое сопротивление теплопередачи).

Окончательно выражение можно представить в виде

$$q_l = Q/l = pK_n(t_{1cp} - t_{2cp}) = p(t_{1cp} - t_{2cp})/R_n.$$

При расчетах через многослойные стенки термическое сопротивление одного слоя заменяется суммарным сопротивлением всех слоев.

Проведем анализ условий омывания теплоизолированного цилиндра движущимся потоком. Полученные выше выражения могут быть использованы для определения критических значений критерия $Bi_{кр}$. Пусть цилиндр с низким термическим сопротивлением покрыт слоем изоляции. Линейное термическое сопротивление

$$R_n = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}.$$

Найдем условия, соответствующие максимальной величине теплоотдачи при минимальном суммарном тепловом сопротивлении, определив первую производную и приравняв ее нулю:

$$dR_n/d(d_3) = 1/(2\lambda_2 d_3) - 1/(\alpha_2 d_3^2) = 0.$$

Тогда

$$Bi_{кр} = \alpha_2 r_{экв} / \lambda_2 = 1,$$

где $r_{\text{экp}}$ – коэффициент, характеризующий отражательную способность экрана.

Таким образом, для эффективной работы тепловой изоляции необходимо $Bi_{\text{кр}} < 1$. Для шаровой стенки критический диаметр изоляции $d_{\text{зкр}}$ получают из соотношения $Bi = 2$.

Для повышения интенсивности теплоотдачи от твердой поверхности к окружающему потоку в инженерной практике используют прием, основанный на увеличении поверхности теплообмена за счет так называемых ребер, игл или стержней, заделанных одним концом в твердый массив.

В случае, когда конец стержня, заделанный в массив, имеет постоянную температуру, а температура окружающей среды и средний коэффициент теплоотдачи α принимаются постоянными, распределение температуры в стержне и тепловой поток находят из уравнения теплового баланса для элементарного объема стержня

$$-\lambda F \frac{dt}{dx} \Big|_x = -\lambda F \frac{dt}{dx} \Big|_{x+dx} + \alpha P dx (t - t_{\text{cp}})$$

или

$$d^2 t / dx^2 - \alpha P / (\lambda F) (t - t_{\text{cp}}) = 0,$$

где P – периметр стержня.

Используя понятие безразмерной температуры и критерия Био для стержня, запишем

$$d^2 \Theta / d \xi^2 - Bi \Theta = 0,$$

где ξ – безразмерная координата.

Решение уравнения имеет вид

$$\Theta = C_1 \exp(\sqrt{Bi} \xi) + C_2 \exp(-\sqrt{Bi} \xi),$$

откуда

$$\Theta = \exp(-\sqrt{Bi} \xi) + C_1 [\exp(\sqrt{Bi} \xi) - \exp(-\sqrt{Bi} \xi)],$$

где C_1 и C_2 – константы.

Значения констант m и Θ , а также теплового потока на торце стержня находят, используя следующие граничные условия:

- для длинного стержня (температура на торце равна температу-

ре окружающей среды)

$$\Theta = \exp(-mx); \quad m = \sqrt{Bi}/l = \sqrt{\alpha P/(\lambda F)};$$

$$Q = \sqrt{Bi}(\lambda F/l)(t_1 - t_{cp}) = \sqrt{\alpha P \lambda F}(t_1 - t_{cp});$$

• для стержня с теплоизолированным торцом

$$\Theta = \frac{\exp[\sqrt{Bi}(1 - \xi)] + \exp[-\sqrt{Bi}(1 - \xi)]}{\exp(\sqrt{Bi}) + \exp(-\sqrt{Bi})};$$

$$\Theta = \operatorname{ch}[\sqrt{Bi}(1 - \xi)] / \operatorname{ch}\sqrt{Bi};$$

$$Q = \sqrt{Bi}(\lambda F/l)(t_1 - t_{cp}) \operatorname{th}\sqrt{Bi};$$

• для стержня с конвективным отводом теплоты от поверхности торца

$$\Theta = \frac{\operatorname{ch}\sqrt{Bi}(1 - \xi) + \sqrt{Bi}F_{sh}[\sqrt{Bi}(1 - \xi)](Pl)^{-1}}{\operatorname{ch}\sqrt{Bi} + \sqrt{Bi}F_{sh}\sqrt{Bi}(Pl)^{-1}};$$

$$Q = \sqrt{Bi} \frac{\lambda F}{l} (t_1 - t_{cp}) \frac{\operatorname{sh}\sqrt{Bi} + \sqrt{Bi}F_{sh}\sqrt{Bi}(Pl)^{-1}}{\operatorname{ch}\sqrt{Bi} + \sqrt{Bi}F_{sh}\sqrt{Bi}(Pl)^{-1}} =$$

$$= \sqrt{Bi} \frac{\lambda F}{l} (t_1 - t_{cp}) \operatorname{th}\sqrt{Bi} \frac{1 + \sqrt{Bi}F(Pl \operatorname{th}\sqrt{Bi})^{-1}}{1 + \sqrt{Bi}F_{sh}\sqrt{Bi}(Pl)^{-1}}.$$

Кондуктивный тепловой поток, проходящий через основание стержня,

$$Q = -\lambda F(dt/dx)_{x=0} = -(\lambda F/l)(t_1 - t_{cp})(d\Theta/d\xi)_{\xi=0}.$$

Все эти зависимости могут быть использованы для расчетов оребренных поверхностей при условии, что за длину стержня принимается высота ребра. Оребрение поверхностей приводит к увеличению теплоотдачи от твердой поверхности к среде в 6-8 раз.

4.3. Нестационарная теплопроводность

Целью расчетов процесса нестационарной теплопроводности является определение температурного поля тела или вычисление количества теплоты, отданной или воспринятой телом в процессах охлаждения или нагрева. В некоторых случаях совместно решаются обе задачи.

В простейшем случае ($\lambda = \text{const}$) уравнение теплопроводности имеет вид

$$\partial t / \partial \tau = a \partial^2 t / \partial x^2 + q_V / (c\rho); \quad \frac{\partial \Theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{q_V S^2}{\lambda(t - t_0)},$$

где F_0 – критерий Фурье; X и θ – безразмерная координата и температура.

При решении уравнений нестационарной теплопроводности вводят новые безразмерные переменные: симплексы подобия геометрических, временных и физических величин, а также безразмерные критерии, или числа подобия.

На втором этапе решения исходное математическое выражение дополняется граничными условиями. Граничные условия I рода (для пластины) позволяют определить характерную температуру процесса. Для них обобщенное решение уравнения теплопроводности имеет вид $\theta = f(X, Fo, Po)$, где Po – критерий Померанцева.

Граничные условия II рода (для пластины) в виде

$$-\lambda(\partial t / \partial x)_{x=S} = q_{\text{пов}}$$

позволяют получить дополнительные критерии, характеризующие процесс:

$$-[\lambda(t_* - t_0)/S](\partial \Theta / \partial X)_{X=1} = q_{\text{пов}},$$

$$-(\partial \Theta / \partial X)_{X=1} = Ki,$$

где Ki – критерий Кирпичева.

Для граничных условий II рода обобщенное решение уравнения теплопроводности имеет вид $\theta = f(X, Fo, Po, Ki)$.

Граничные условия III рода (для пластины)

$$-\lambda(\partial t / \partial x)_{|x=S} = \alpha(t_{|x=S} - t_{\text{ср}}) = \alpha(t_{\text{пов}} - t_{\text{ср}})$$

преобразуются к виду

$$-\lambda[(t_{\text{ср}} - t_0)/S](\partial \Theta / \partial X)_{X=1} = -\alpha(t_{\text{ср}} - t_{\text{пов}});$$

$$(\partial \Theta / \partial X)_{X=1} = Bi(1 - \Theta)_{X=1}.$$

Для граничных условий III рода обобщенное решение уравнения теплопроводности имеет вид $\theta = f(X, Fo, Po, Bi)$. Критерий Био прямо пропорционален отношению перепада температуры внутри тела к

внешнему «температурному напору» и его называют показателем термической массивности тела, различая термически тонкие тела с малым перепадом температуры по сечению и термически массивные тела со значительным перепадом температуры.

Нагрев и охлаждение тел при граничных условиях I рода. Пусть дано распределение температуры по толщине неограниченной пластины $t(x, 0) = t_0 = \text{const}$. В начальный момент времени поверхности пластины мгновенно нагреваются до температуры $t_{\text{пов}}$, которая поддерживается постоянной на протяжении всего процесса нагрева. Требуется найти распределение температуры по толщине пластины и расход теплоты в любой момент.

Для облегчения преобразований начало координат целесообразно отнести к середине пластины. Тогда толщина пластины $2S$.

Математическая формулировка задачи в безразмерной форме имеет вид

$$\partial\Theta/\partial Fo = \partial^2\Theta/\partial X^2 \quad (Fo > 0, 0 < X < 1);$$

$$Fo = 0; \quad \Theta(X, 0) = 1; \quad X = 0; \quad \partial\Theta/\partial X = 0; \quad X = 1; \quad \Theta = 0.$$

Общее решение задачи имеет вид

$$\Theta(X, Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\delta_n} (-1)^{n+1} \cos(\delta_n X) \exp(-\delta_n^2 Fo).$$

Опираясь на признак Даламбера, можно показать, что полученный ряд сходится. Для максимальных абсолютных значений слагаемых суммы получим

$$|\Theta_{n+1}/\Theta_n|_{X=0} = [(2n-1)/(2n+1)] \exp(-2\pi^2 n Fo) < 1.$$

Скорость сходимости ряда зависит от выбора числа Фурье. Число членов ряда, необходимое для выполнения расчетов с заданной погрешностью ε ,

$$N = -\ln[\varepsilon(2n+1)(2n-1)^{-1}] / (2\pi^2 Fo).$$

Следует отметить, что с увеличением Fo влияние начального температурного поля ослабевает, и уже при $Fo > 0,35$ расчет можно ограничить первым слагаемым суммы.

Изменение плотности теплового потока описывается уравнением

$$q = -\lambda \partial t / \partial x = \lambda / S (t_{\text{пов}} - t_0) \alpha \Theta / \partial X =$$

$$= -(\lambda / S) (t_{\text{пов}} - t_0) \sum_{n=1}^{\infty} 2(-1)^{n+1} \sin(\delta_n X) \exp(-\delta_n^2 Fo),$$

где $\delta_n = \text{const}$.

Расход теплоты на нагревание пластины

$$\Delta Q = c\rho V [t_{\text{мас}}(\tau) - t_0] = c\rho S F (t_{\text{пов}} - t_0) [1 - \Theta_{\text{мас}}(\tau)],$$

где

$$\Theta_{\text{мас}}(Fo) = \int_0^1 \Theta(X, Fo) dF = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\delta_n^2} \exp(-\delta_n^2 Fo).$$

Скорость нагревания пластины

$$d\Theta_{\text{мас}} / d\tau = (d\Theta_{\text{мас}} / dFo) / (dFo / d\tau) = -(2a / S^2) \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\delta_n^2 Fo).$$

При $Fo \rightarrow 0,25$ погрешность в расчетах не превышает 1 %, и можно ограничиться первым слагаемым суммы:

$$d\Theta_{\text{мас}} / d\tau = -(2a / S^2) \exp(-0,25\pi^2 Fo) = (0,25a\pi^2 / S^2) \Theta_{\text{мас}}.$$

Из уравнения следует, что, начиная с некоторого момента времени, в пластине устанавливается скорость нагревания, прямо пропорциональная текущему значению среднemasсовой температуры. Этот период может быть назван условно регулярным.

Аналогичным образом первая краевая задача может быть решена для цилиндра или шара.

Так как процесс решения первой краевой задачи относительно прост, то в инженерной практике широко применяются методы сведения сложных граничных условий к граничным условиям I рода.

Нагрев и охлаждение тел при граничных условиях II рода. Дано распределение температуры по толщине неограниченной пластины $t(x, 0) = t_0 = \text{const}$. В начальный момент времени пластина нагревается одинаково с обеих сторон от источника с постоянной плотностью теплового потока $q_{\text{пов}}$. Требуется найти распределение температуры по толщине пластины и расход теплоты в любой момент.

Начало координат выберем в середине пластины, тогда толщина пластины равна $2S$, где S – половина толщины пластины.

Математическая формулировка задачи в безразмерной форме

имеет вид

$$\partial\Theta/\partial Fo = \partial^2\Theta/\partial X^2 \quad (Fo > 0, 0 < X < 1);$$

$$Fo = 0, \Theta = 0; X = 0, \partial\Theta/\partial X = 0; X = 1; \partial\Theta/\partial X = Ki.$$

Решая полученные уравнения, можно показать, что в процессе нагрева пластины при граничных условиях II рода ее среднemasсовая температура изменяется во времени линейно:

$$\Theta_{\text{мас}}(Fo) = KiFo.$$

Таким образом, кривая распределения температур свидетельствует о протекании процесса в квазистационарном режиме.

Решение задачи в окончательном виде

$$\Theta(X, Fo) = Ki \left[Fo + X^2/2 - 1/6 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} / (\delta_n^2 \cos(\delta_n X) \exp(-\delta_n^2 Fo)) \right].$$

При $Fo > 0,1$ можно ограничиться первым слагаемым суммы. Для $Fo > 0,5$ с погрешностью до 0,5 % весь ряд можно отбросить. Данный момент времени характеризуется линейным распределением температуры по времени процесса и параболическим распределением температуры по толщине пластины.

Уравнения для расчета температур поверхности и средней плоскости пластины (при $Fo > 0,1$) следующие:

- для $X = 1$

$$Q_{\text{пов}} = Ki \left[Fo + 1/3 - (2/p^2) \exp(-p^2 Fo) \right];$$

- для $X = 0$

$$Q_{\text{ср.пл}} = Ki \left[Fo - 1/6 + (2/p^2) \exp(-p^2 Fo) \right].$$

Разность температур

$$\Delta\Theta = \Theta_{\text{пов}} - \Theta_{\text{ср.пл}} = Ki \left[1/2 - (4/p^2) \exp(-p^2 Fo) \right].$$

При достижении квазистационарного режима нагрева ($Fo > 0,5$) в пластине устанавливается постоянная разность температур поверхности и средней плоскости: $\Delta t = q_{\text{пов}} S / (2\lambda)$, причем каждая из этих температур линейно изменяется во времени.

Для длинного цилиндра и сферы решения могут быть получены аналогично.

Нагрев и охлаждение тел при граничных условиях III рода. Дано распределение температуры по толщине неограниченной пластины $t(x, 0) = t_0 = \text{const}$. В начальный момент времени пластина помещается в среду с постоянной температурой $t_{cp} > t_0$. Требуется найти распределение температуры по толщине пластины и расход теплоты в любой момент.

Для облегчения проведения преобразований целесообразно выбрать начало координат в середине пластины, тогда толщина пластины равна $2S$, где S – половина толщины пластины.

Математическая формулировка задачи в безразмерной форме имеет вид

$$\partial\Theta/\partial Fo = \partial^2\Theta/\partial X^2, \quad Fo > 0, 0 < X < 1;$$

$$Fo > 0, \Theta = 1; X = 0, \partial\Theta/\partial X = 0; X = 1, \partial\Theta/\partial X + Bi\Theta = 0.$$

Окончательное решение задачи получим в виде

$$\Theta(X, Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \delta_n \cos(\delta_n X) \exp(-\delta_n^2 Fo)}{\delta_n + \sin \delta_n \cos \delta_n}.$$

Среднемассовая температура пластины

$$\Theta_{mac}(Fo) = \int_0^1 \Theta(X, Fo) dX = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{\sin \delta_n}{\delta_n} \exp(-\delta_n^2 Fo).$$

Плотность теплового потока в пластине

$$q = \lambda \partial t / \partial x = -(\lambda/S)(t_{cp} - t_0) \partial\Theta/\partial X = \\ = (\lambda/S)(t_{cp} - t_0) \sum_{n=1}^{\infty} D_n \delta_n \sin(\delta_n X) \exp(-\delta_n^2 Fo).$$

Скорость сходимости рядов зависит от числа Био. При $Bi \rightarrow 0$ (практически при $Bi < 0,1$) уравнение трансформируется к виду

$$\Theta(X, Fo) = \exp(-\delta_1^2 Fo),$$

откуда следует, что перепад температур по толщине пластины отсутствует.

Закономерность изменения температуры во времени для термически тонкой пластины описывается уравнением

$$\Theta(Fo) = \frac{t_{cp} - t}{t_{cp} - t_0} = \exp\left(-\frac{\alpha \tau}{cpS}\right).$$

Время нагрева до заданной температуры

$$\tau = (c\rho S/\alpha) \ln[(t_{\text{ср}} - t_0)(t_{\text{ср}} - t)].$$

Для термически массивных тел при $Bi < 1$ время нагрева (охлаждения)

$$\tau = [c\rho Sm/(\alpha k)] \ln[(t_{\text{ср}} - t_0)/(t_{\text{ср}} - t)],$$

где $m = 1 + Bi/(k + 2)$ – коэффициент термической массивности тела; k – коэффициент формы.

Коэффициент термической массивности тела – отношение коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи, причем в последнем учитывается лишь $1/(k + 2)$ -я часть внутреннего теплового сопротивления тела:

$$m = 1 + \frac{\alpha S}{\lambda(k + 2)} = \alpha \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{k + 2} \frac{S}{\lambda} \right).$$

Процесс нагрева можно разделить на три стадии. Первая стадия (стадия неупорядоченного режима) характеризуется большим влиянием начального распределения температуры. Вторая стадия (стадия регулярного режима) начинается с момента времени, при котором устанавливается постоянный темп изменения температуры, а избыточная температура описывается простой экспонентой. Третья стадия соответствует стационарному состоянию ($\tau \rightarrow \infty$), при котором температура во всех точках пластины равна температуре окружающей среды.

Время нагрева пластины

$$\tau = -[S^2/(a\delta_1^2)] \ln \{ [\Theta(X, Fo)]/[D_1 \cos(\delta_1 X)] \},$$

где $D_1 = \text{const}$.

Среднемассовая температура пластины

$$\tau = -[S^2/(a\delta_1^2)] \ln [(\delta_1 \Theta_{\text{мас}})/D_1 \sin \delta_1].$$

Аналогичным методом могут быть получены решения для длинного цилиндра и сферы.

4.4 Конвективный теплообмен

Конвекцией (конвективным теплообменом) называют перенос теплоты за счет перемещения вещества в пространстве в движущихся потоках жидкостей или газов. Конвективный теплообмен всегда свя-

зан с явлением теплопроводности, имеющей место в твердом теле, воспринимающем тепловой поток.

Перенос теплоты при ламинарном режиме определяется только молекулярным переносом вещества, который зависит от коэффициента теплопроводности жидкости или газа. При турбулентном режиме перенос теплоты связан с поперечным перемешиванием микро- и макрообъемов вещества (вихрей).

При обтекании поверхностей твердых тел потоком жидкости под действием сил вязкости образуется тонкий слой (гидродинамический или динамический пограничный слой), в пределах которого скорость жидкости изменяется от нуля на поверхности тела до скорости движения потока (в ядре потока). Кроме гидродинамического слоя, выделяют тепловой и концентрационный пограничные слои, в пределах которых температура и концентрация изменяются от одной величины к другой. Соотношение толщины слоев зависит от физических свойств теплоносителя: вязкости, плотности, теплоемкости и теплопроводности. Так, например, в газовых средах толщина этих слоев практически одинакова, в неметаллических жидкостях тоньше гидродинамический слой, а в расплавленных металлах из-за их высокой теплопроводности – тепловой. В целом толщина теплового пограничного слоя растет с увеличением теплопроводности и с уменьшением скорости и плотности потока.

На эффективность конвективного теплообмена влияют разность температур потока и твердой фазы, форма и размеры пространства, где развивается конвективный теплообмен, направление передачи теплоты (нагрев или охлаждение потока) и т.д. Для описания конвективного переноса тепла широко применяются аналитические и экспериментальные методы.

Различают два вида конвекции: естественную (или свободную) и вынужденную. При естественной конвекции движущая сила вызвана разностью плотностей потока вследствие контакта его с поверхностью, имеющей другую температуру. Вынужденная конвекция возникает при действии на поток внешней движущей силы, когда поток обтекает поверхность с более высокой или низкой температурой, чем у

него. Очевидно, что так как при вынужденной конвекции скорость потока выше, чем при свободной конвекции, то при заданном перепаде температур и количество переданной теплоты будет больше.

Количество переносимого тепла за счет конвекции рассчитывают с помощью закона Ньютона:

$$Q_c = \alpha(t_c - t_{ж})F,$$

где α – средний коэффициент конвективной теплоотдачи на поверхности раздела газа (жидкости) и твердого тел, определяемый теоретически или экспериментально; t_c и $t_{ж}$ – температура жидкости и обтекаемой поверхности (стенки) соответственно.

Коэффициент конвективной теплоотдачи зависит от плотности, вязкости и скорости жидкости, а также от ее теплофизических свойств (коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости) и является гидродинамической характеристикой системы. Кроме того, на практике достаточно часто приходится учитывать зависимость коэффициента теплоотдачи α от разности температур, вследствие чего такие задачи приобретают нелинейный характер.

Так как скорость слоя жидкости у стенки равна нулю, то перенос теплоты осуществляется за счет молекулярной теплопроводности. Соответственно плотность теплового потока от стенки к слою зависит только от теплопроводности:

$$q = Q/F = -\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial y} \right|_{y=0} = \alpha(t_c - t_{ж}).$$

Следует отметить, что градиент температуры на поверхности стенки определяется скоростью переноса теплоты жидкостью от стенки в основной поток и связан со скоростью течения потока вдоль стенки. На процесс теплообмена существенно влияет и коэффициент теплопроводности жидкости. Заметим также, что коэффициент конвективного теплообмена вдоль нагреваемой (охлаждающейся) поверхности может быть непостоянным. На его величину влияет режим движения потока, толщина ламинарного слоя, физические свойства потока (например, вязкость и теплопроводность среды) и др. Оценка воздействия тех или иных факторов возможна с помощью уравнения

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} = \left(\frac{\lambda}{\delta_{\text{п}}} \right) (t_{\text{с}} - t_{\text{ж}}),$$

где $\delta_{\text{п}}$ – толщина пограничного слоя.

На интенсивность теплообмена между потоком и стенкой влияют условия нагрева и охлаждения потока и направление передачи теплоты.

Для описания закономерностей конвективного теплообмена используются уравнения полей температур и скоростей потока.

Поле температур в потоке несжимаемого газа или жидкости описывается уравнением Фурье – Кирхгофа:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial t}{\partial x} + W_y \frac{\partial t}{\partial y} + W_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right),$$

где a – коэффициент температуропроводности.

Для одномерной задачи коэффициент конвективной теплоотдачи

$$\alpha = - \frac{\lambda}{(t_{\text{с}} - t_{\text{ж}})} \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0},$$

для трехмерной:

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\theta_{\text{с}}} \frac{\partial \theta}{\partial n} \Big|_{n=0}.$$

Температурное поле в движущейся жидкости зависит от составляющих скорости. Для их определения воспользуемся дифференциальными уравнениями движения и сохранения массы (неразрывности).

Уравнения неразрывности и уравнения движения потока (уравнения Навье – Стокса), описывающие движение потока несжимаемой жидкости с постоянной вязкостью, имеют вид

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z} = 0;$$

$$\rho \frac{dW_x}{d\tau} = \rho g_x - \frac{\partial \rho}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2} \right);$$

$$\rho \frac{dW_y}{d\tau} = \rho g_y - \frac{\partial \rho}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W_y}{\partial z^2} \right);$$

$$\rho \frac{dW_z}{d\tau} = \rho g_z - \frac{\partial \rho}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W_z}{\partial z^2} \right).$$

Полная производная

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial}{\partial x} + W_y \frac{\partial}{\partial y} + W_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Таким образом, задача конвективного теплообмена может быть представлена системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, которые дополняются условиями однозначности конвективного теплообмена (геометрическими, характеризующими форму и размеры тела или системы; физическими, определяющими физические свойства среды; временными или начальными, обуславливающими особенности процесса в начальный момент времени; граничными, позволяющими учесть особенности протекания процесса на границах жидкой среды).

Аналитическое решение приведенной системы уравнений получено для относительно простых случаев, относящихся к ламинарному режиму движения потока. Для других часто встречающихся на практике случаев применяют критериальные зависимости метода анализа размерностей и теории подобия, которые позволяют определить структуру чисел подобия, характеризующих процесс.

В критериальной форме обобщенное уравнение конвективного теплообмена имеет вид

$$Nu = f(No, X, Y, Z, Re, Pr, Gr, S_1, \dots),$$

где Nu – критерий Нуссельта; No – критерий гомохронности; Pr – критерий Прандтля; Gr – критерий Грасгофа; S_i – симплекс геометрического подобия.

В расчеты обычно вводят среднее значение критерия Нуссельта по поверхности теплообмена:

$$\overline{Nu} = f_1(No, Re, Pr, Gr, S_i, \dots).$$

Вид критериев, входящих в правую часть уравнений, и вид самого уравнения зависит от характера и условий протекания процесса конвективного теплообмена.

На практике наибольшее распространение получили критериальные уравнения степенного вида в связи с удобством их использования при обработке экспериментальных данных.

Значения констант и показателей степени, входящих в критериальные уравнения, получают в ходе специальных модельных экспериментов. В экспериментах изменяют значения всех величин, входящих в определяющие числа подобия и в безразмерные комплексы (симплексы). С помощью специальных программ подбирают уравнение кривой, описывающей экспериментальные точки с минимально возможной погрешностью. Следует иметь в виду, что эти зависимости справедливы только для того диапазона изменения чисел подобия, для которого проводились эксперименты. Теплофизические свойства потока выбирают по определяющей температуре, в качестве которой может быть принята либо среднемассовая температура потока $t_{ж}$, либо средняя температура пограничного слоя, либо средняя температура поверхности тела, омываемого потоком.

Среднемассовая температура потока

$$t_{ж} = \frac{\int_S \rho c_p W t dF}{\int_S \rho c_p W dF},$$

где ρ – объемная теплоемкость потока; c_p – теплоемкость при постоянном давлении; W – скорость потока в отдельных элементарных сечениях, F – площадь потока.

При расчетах используют и значение температуры потока, вычисляемое как среднее арифметическое температур на входе в канал и выходе из него.

Средняя температура поверхности тела

$$t_{cp} = \frac{1}{F} \int_F t dF \quad \text{или} \quad t_{cp} = \frac{1}{\Pi} \int_{\Pi} t d\Pi,$$

где Π – периметр тела.

В расчетных уравнениях необходимо указывать способ выбора определяющей температуры индексами чисел подобия (ж – жидкость; с – стенка; т – твердое) и в экспликации к уравнению.

Многие числа подобия включают линейный размер тела (определяющий размер), который должен быть одинаков для всех чисел подобия в данном уравнении конкретного уравнения. Так, например, для каналов в качестве определяющего размера принимают эквивалентный диаметр

$$d_{\text{эк}} = 4F/\Pi,$$

где F – площадь сечения канала; Π – периметр канала.

При внешнем омывании тел потоком определяющим размером можно считать высоту или длину вертикальной трубы, диаметр сферы или горизонтального канала и т.д. Способ выбора определяющего размера также должен быть указан в экспликации расчетного уравнения.

В справочниках, учебниках и научных монографиях приводится большое число уравнений, рекомендуемых для определения коэффициента теплоотдачи.

Свободное движение потока в большом объеме. Для проведения расчетов используются теоретические и экспериментальные зависимости. Рассмотрим их.

1. Теоретические уравнения пограничного слоя для вертикальной пластины и горизонтального цилиндра (при свободном движении потока в большом объеме). Для ламинарного течения потока (при $Gr < 10^9$) вдоль плоской вертикальной пластины

$$Nu_x = 0,3592 Gr_x^{0,25}.$$

Среднее значение критерия Нуссельта $Nu = 0,4789 Gr^{0,25}$.

Для горизонтально расположенного цилиндра диаметром d при ламинарном течении

$$Nu = \bar{a}d / \lambda = 0,372 Gr^{0,25}.$$

2. Теоретическое уравнение, описывающее процесс естественной конвекции на вертикальной пластине. Для идеальных газов при небольшой разности температур

$$Nu_x = 0,381 Gr_x^{0,25}.$$

Если часть стенки покрыта турбулентным пограничным слоем,

$$Nu_x = 0,0295 Gr_x^{0,4} Pr^{1,4} / (1 + 0,494 Pr^{0,67})^{0,4}.$$

3. Экспериментальные уравнения конвективного теплообмена в большом объеме. Для расчета средних значений коэффициента теплоотдачи в качестве определяющей температуры принята температура окружающей среды $t_{ж}$, определяющего размера для горизонтальных труб – диаметр d , для вертикальных поверхностей – высота h .

Для горизонтальных труб при $10^3 < GrPr < 10^8$:

$$Nu = 0,5(Gr Pr)^{0,25} (Pr/Pr_{ст})^{0,25},$$

где Pr и $Pr_{ст}$ – критерий Прандтля для температуры потока и стенки соответственно.

Для вертикальных поверхностей (трубы, пластины) при $10^3 < GrPr < 10^9$ (ламинарный режим) и при $GrPr > 10^9$ (турбулентный режим) соответственно

$$Nu = 0,76(Gr Pr)^{0,25} (Pr/Pr_{ст})^{0,25};$$

$$Nu = 0,15(Gr Pr)^{0,33} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}.$$

При $GrPr > 10^9$ ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный на критической высоте

$$H_{кр} = 10^3 [va / (g\beta\Delta t)]^{0,33},$$

где ν – вязкость материала потока; a – коэффициент температуропроводности; g – ускорение свободного падения; β – коэффициент температурного расширения.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = [\alpha_{л} H_{кр} + \alpha_{т} (H - H_{кр})] / H,$$

где $\alpha_{л}$ и $\alpha_{т}$ – среднее значение коэффициентов теплоотдачи на участках с ламинарным и турбулентным пограничным слоем соответственно.

Для газов $Pr = \text{const}$, $Pr/Pr_c = 1$, где Pr_c – критерий Прандтля, рассчитанный для потока при температуре, равной температуре стенки.

В качестве определяющего размера горизонтальных плит выбирается меньшая сторона плиты. Если нагретая поверхность обращена вверх, численные значения α увеличивают на 30 %, а если поверхность обращена вниз, то уменьшают в 2 раза.

При свободном движении щелочных и тяжелых металлов и их сплавов (определяющая температура – средняя температура пограничного слоя, определяющий размер – высота для вертикальных плит и внешний диаметр для горизонтальных труб)

$$Nu = CGr^n Pr^{0,4},$$

где C и n – константы, при $Gr = 10^2-10^9$ $C = 0,52$, $n = 0,26$; при $Gr = 10^9-10^{13}$ $C = 0,106$, $n = 0,33$.

Движение потока в каналах. При расчетах используются теоретические и экспериментальные зависимости.

1. Теоретическое уравнение для расчета процесса конвективного теплообмена в каналах. Постоянная плотность теплового потока на стенке трубы $Nu = aD/\lambda = 4,364$. При постоянной температуре стенки $Nu = 3,658$.

2. Экспериментальные уравнения. Конвективный теплообмен при турбулентном течении и постоянной температуре стенки характеризуют следующие экспериментальные зависимости:

- для жидких металлов ($Pr < 0,1$), загрязненных примесями, критерии Нуссельта, рассчитанные по плотности потока и температуре соответственно,

$$Nu_q = 6,3 + 0,003 Re Pr ;$$

$$Nu_t = 4,8 + 0,003 Re Pr ;$$

- для чистых металлов

$$Nu_q = 4,82 + 0,0185(Re Pr)^{0,83};$$

- для газов $0,5 < Pr < 1,0$

$$Nu_q = 0,022 Re^{0,8} Pr^{0,6};$$

$$Nu_t = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,6};$$

- для воды и легких жидкостей ($1,0 < Pr < 20$)

$$Nu_q = 0,0155 Re^{0,83} Pr^{0,3};$$

- для масел и других вязких жидкостей ($Pr > 20$)

$$Nu_q = 0,011118 Re^{0,9} Pr^{0,3}.$$

При развитом турбулентном режиме ($Re > 10^4$)

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \varepsilon_l.$$

Определяющей является среднеарифметическая температура газов, а определяющим размером – эквивалентный диаметр.

При расчете теплоотдачи змеевиков при $Re > Re_{кр}$ используются формулы для прямых труб с введением поправочного коэффициента ε_R , величина которого зависит от кривизны трубы:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77(d/R).$$

Для турбулентного режима движения потока жидких металлов в круглых прямых трубах при $500 < Re < 15000$ (определяющей является среднеарифметическая температура)

$$Nu = 4,5 + 0,014 Re^{0,8},$$

где Re – критерий Пекле.

При $l/d < 30$ используется поправочный коэффициент

$$\varepsilon_l = 1,72(d/l)^{0,16},$$

где l и d – длина и диаметр трубы.

При продольном обтекании полубесконечной изотермической пластины ламинарным потоком с постоянной скоростью вне пограничного слоя

$$Nu_q = 0,332 Re^{0,5} Pr^{0,33}.$$

При малых значениях критерия Прандтля (для жидких металлов)

$$Nu_q = 0,5642 Re_x^{0,5} Pr^{0,5}.$$

Для очень больших значений Прандтля

$$Nu_q = 0,5642 Re_x^{0,5} Pr^{0,5}.$$

Уравнение при $Pr > 1$ практически совпадает с точным решением.

Для небольших чисел Прандтля

$$Nu_q = 0,664 Re_x^{0,5} Pr^{0,33}.$$

Для пластины с необогреваемым начальным участком, пластины с произвольным распределением температуры по длине, для тела произвольной формы, если температура поверхности пластины изменяется в соответствии с зависимостью $t_c = t_{пов} + a + bx$,

$$Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{0,33} (1,612bx + a)/(a + bx).$$

При несимметричном профиле скорости движения потока

$$Nu_x = \frac{Re_x Pr (0,5f)^{0,5}}{[5Pr + 5 \ln(5Pr + 1) + (0,5f)^{-0,5} - 14]}.$$

Уравнение можно упростить:

$$Nu_x = 0,0295 Re_x^{0,8} Pr^{0,6}.$$

При турбулентном режиме обтекания пластины длиной l ($Re > 4 \cdot 10^4$) для локальной и средней теплоотдачи соответственно

$$Nu_x = 0,0296 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25};$$

$$Nu_x = 0,037 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Для расчета средней теплоотдачи при ламинарном режиме ($Re < 4 \cdot 10^4$)

$$Nu_x = 0,66 Re^{0,5} Pr^{0,43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Расчет среднего по периметру трубы коэффициента теплоотдачи ведут по уравнениям

$$Nu_x = 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,38} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \text{ при } Re = 10 \div 10^3;$$

$$Nu_x = 0,25 Re^{0,6} Pr^{0,38} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \text{ при } Re = 10^3 \div 2 \cdot 10^5;$$

$$Nu_x = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,38} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \text{ при } Re = 3 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^6.$$

В качестве определяющего размера используется диаметр трубы.

В общем случае для цилиндров, омываемых воздухом, может

быть использовано выражение

$$\overline{Nu} = C_1 Re^{C_2},$$

константы которого приведены в справочниках.

При расчете пучков труб рассматривают, в основном, два основных варианта их расположения: коридорное и шахматное. Расположение труб в пучке существенным образом влияет на характер обтекания их потоком и соответственно на величину коэффициента теплоотдачи. Как правило, при шахматном расположении труб достигается более высокий коэффициент теплоотдачи, чем при коридорном. Для трубы первого ряда коэффициент α находят исходя из условий, близких к режиму омывания одиночной трубы, однако для труб следующих рядов коэффициент теплоотдачи растет вместе со степенью турбулизации потока при омывании им пучка труб. Обычно к третьему ряду труб коэффициент теплоотдачи стабилизируется.

Средние значения коэффициентов теплоотдачи третьего и последующих рядов труб в пучке (при $Re = 10^3 \div 10^5$) рассчитывают следующим образом:

- при коридорном расположении труб в пучке

$$Nu_x = 0,023 Re^{0,65} Pr^{0,33} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \varepsilon_s,$$

где $\varepsilon_s = (s_2/d)^{-0,15}$ – поправочный коэффициент;

- при шахматном расположении труб в пучке

$$Nu_x = 0,41 Re^{0,6} Pr^{0,33} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \varepsilon_s,$$

при $\varepsilon_s = (s_1/s_2)^{1/6}$ $s_1/s_2 < 2$; при $\varepsilon_s = 1,12$ $s_1/s_2 > 2$ (здесь s – расстояние между трубами в пучке).

В качестве определяющей температуры используются средняя температура потока, определяющей скорости – скорость в самом узком сечении ряда, определяющего размера – диаметр трубы.

Для труб первого ряда коэффициент конвективного теплообмена вычисляют умножением вычисленного значения α для труб третьего ряда на поправочный коэффициент $\varepsilon_n = 0,60$, для труб второго ряда в коридорных пучках на $\varepsilon_n = 0,90$, для шахматных пучков на $\varepsilon_n = 0,70$.

Средний коэффициент теплоотдачи пучка труб

$$a_{\text{пуч}} = (a_1 F_1 + a_2 F_2 + \dots + a_n F_n) / (F_1 + F_2 + \dots + F_n).$$

При струйном обтекании поверхность теплообмена омывается множеством газовых струй, направленных нормально к поверхности, что дает возможность в 3-5 раз увеличить интенсивность теплообмена. Такой эффект связан с ударами турбулентных струй о поверхность твердого тела, что, в частности, приводит к уменьшению толщины пограничного слоя.

При малом тепловом сопротивлении стенки коэффициент теплопередачи $k = (1/\alpha_1 + 1/\alpha_2)^{-1}$, где α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи от одного потока к стенке и от стенки ко второму потоку соответственно. При $\alpha_2 \gg \alpha_1$ $k \rightarrow \alpha_2$, поэтому, чтобы интенсифицировать теплопередачу, следует создавать условия, которые позволяют увеличивать меньший по величине коэффициент теплоотдачи. Обычно коэффициент теплоотдачи от продуктов сгорания (дымовых газов) α_1 в несколько раз больше коэффициента теплоотдачи от стенки к воздуху α_2 . Для повышения величины k на практике используют струйный обдув стенки, разделяющей горячий и холодный потоки.

Для оценки эффективности взаимодействия струй с твердой поверхностью применяют следующие показатели:

- Температура воздуха в струйном теплообменнике

$$t_2 = f(d, N, R, h, W, t_1, t_{\text{пов}}),$$

где d – диаметр отверстия в перфорированной стенке; N – число отверстий; R – шаг между осями отверстий; h – расстояние между стенками; W – скорость воздуха на выходе из сопла (среднерасходная скорость); t_1 – начальная температура потока; $t_{\text{пов}}$ – температура горячей поверхности.

Максимальные значения коэффициента теплоотдачи и температуры подогрева воздуха t_2 достигаются при $h/d \approx 6$, причем отклонение от этого отношения в меньшую и большую сторону на две единицы (или два калибра) не влияют существенно на эффективность процесса теплообмена.

Вследствие изменения температуры охлаждаемой поверхности при расчете процесса охлаждения используют средние значения ко-

коэффициентов теплоотдачи, которые соответствуют средней температуре металлической поверхности.

- Относительная площадь перфорации

$$\bar{f} = 0,25 \pi n d^2 / S,$$

где n – число отверстий; d – диаметр отверстий; S – площадь поверхности, на которой находятся отверстия.

- Массовый расход воздуха

$$g = W_1 \rho_1 \bar{f}.$$

Уравнение струйного теплообмена имеет вид

$$\theta = [E + (A + \text{Re}^{1,33-D}) \text{Re}^{0,44+0,4D} / (B + C \text{Re}^{1,4})]^{-1},$$

где θ – относительная температура воздуха; A , B и C – параметры, зависящие от геометрических характеристик установки.

Связь между коэффициентом теплоотдачи и относительной температурой устанавливается уравнением теплового баланса

$$q = a(t_{\text{пов}} - t_1) = \bar{c}_p g(t_2 - t_1),$$

где a – коэффициент теплоотдачи.

Допустимая величина потерь давления

$$\Delta p = \rho_1 W^2 / 2.$$

Из приведенных выше зависимостей следует, что увеличение температуры воздуха и коэффициента теплоотдачи достигается при уменьшении диаметра отверстий и увеличении их числа. Так, например, при уменьшении диаметра отверстий от 10 до 0,5 мм коэффициент теплообмена и температура подогрева увеличиваются примерно в 3,5 раза. В целом зависимость между этими параметрами носит нелинейный характер.

4.5 Теплообмен излучением

Теплообмен излучением связан с распространением энергии от излучающего тела посредством электромагнитных волн. Эти волны в однородной изотропной среде или вакууме распространяются прямолинейно со скоростью света и подчиняются оптическим законам преломления, поглощения и отражения. Помимо волновых свойств излу-

чение обладает также и корпускулярными свойствами: лучистая энергия испускается и поглощается материальными телами не непрерывно, а отдельными порциями – квантами или фотонами. Излучение имеет двойственный характер: оно обладает свойством непрерывности поля электромагнитных волн и свойством дискретности, типичным для фотонов. Энергия и импульсы сосредотачиваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства обусловлена законами волновой механики. Поэтому процессы излучения и поглощения лучистой энергии описываются законами квантовой механики, а процессы распространения энергии – законами волновой теории распространения электромагнитных колебаний.

Тот или иной вид излучения отличается от других процессами, управляющими генерацией электромагнитных волн вследствие перехода электрона с одной орбиты на другую, а также изменениями частоты колебаний атомов, либо частоты вращения молекул относительно характерной для каждого вида молекулы оси симметрии. Уровень развития этих процессов определяется температурой. При любой температуре практически все тела испускают волны разных длин. Каждой конкретной температуре соответствует преимущественный вид излучения.

Тепловое излучение, достигнув поверхности твердого тела с более низкой температурой, вызывает изменение состояния электронов, атомов или молекул на поверхности, которое в конечном итоге приводит к повышению внутренней энергии тела и соответственно к повышению температуры его поверхности. Таким образом, теплообмен излучением связан с двойным преобразованием энергии.

Поток излучения $Q = W/\tau$ есть величина энергии излучения W , отнесенная ко времени переноса τ .

Поток излучения через единицу поверхности оценивается поверхностной плотностью потока излучения, обозначаемой q или E (например, $E = Q/F$). Для характеристики отдельных составляющих теплового потока используются понятия собственного излучения, падающего излучения, отраженного излучения, поглощенного излучения,

ния, эффективного излучения, результирующего излучения.

Интенсивность потока излучения – отношение потока излучения к элементарной поверхности, ортогональной к рассматриваемому направлению, dF к элементарному телесному углу Θ , ось которого совпадает с выбранным направлением. Закон Ламберта:

$$I_{\Theta} = I_{\cos\varphi}$$

где Θ – угол между рассматриваемым направлением и нормалью к dF .

Различают интенсивности потоков падающего, собственного, отраженного и эффективного излучений.

Радиационные свойства тел характеризуются коэффициентами поглощательной (a), отражательной (r) и пропускной (d) способности тел, которые определяются как отношения соответствующих потоков излучения к падающему на тело потоку. Различают абсолютно черное тело ($a=1, r=d=0$), абсолютно белое тело при изотропном диффузионном отражении или идеально зеркальное при зеркальном (угол отражения равен углу падения) отражении ($r=1, a=d=0$) и лучепрозрачное (диатермичное) тело ($d=1, a=r=0$). Некоторые реальные тела по своим радиационным свойствам могут приближаться к идеальным (например, для сажи и бархата $a \rightarrow 1$, для полированного алюминиевого зеркала $r \rightarrow 1$, сухой воздух имеет $d \rightarrow 1$).

При выводе ряда законов теплообмена излучением используется понятие абсолютно черного тела (а.ч.т.), моделью которого служит отверстие в стенке непрозрачной полости, много меньшее самой полости. При равномерном нагреве такой полости тепловое излучение из отверстия соответствует излучению а.ч.т.

Для инженерных расчетов применяется закон Стефана – Больцмана, согласно которому интегральная плотность излучения E_0 пропорциональна четвертой степени температуры идеального излучателя.

Для практических расчетов математическое выражение закона представляется в виде

$$E_0 = C_0 (T/100)^4,$$

где $C_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Реальные тела отличаются от а.ч.т. тем, что поглощают и излучают при равных температуре и площади и одинаковой ориентации в пространстве меньше тепловой энергии, чем идеальные тела.

Для оценки радиационных свойств реальных тел используется понятие степени черноты ϵ как отношения потока излучения тела к потоку энергии, испускаемой идеальным излучателем с той же температурой и в ту же среду:

$$\epsilon = E/E_0 .$$

Величина ϵ может изменяться от 0 до 1,0 и применяется для характеристик интегрального и спектрального излучений.

Закон Кирхгофа устанавливает связь между степенью черноты тела и его поглощательной способностью. Для вывода данного закона рассматривается теплообмен излучением между двумя близко расположенными поверхностями (реальной и а.ч.т.), разделенными лучепрозрачным газом.

Закон Кирхгофа показывает, что отношение излучательной способности реального тела при данной температуре к поглощательной способности этого же тела постоянно и равно излучательной способности идеального излучателя при той же температуре:

$$E_1/a_1 = E_2/a_2 = \dots = E_0/a_0 = E_0 = f(T) .$$

Из закона Кирхгофа следует, что $a = \epsilon$, т.е. поглощательная способность и степень черноты численно равны.

Закон Стефана – Больцмана для излучения реальных тел имеет вид

$$E = \epsilon C_0 (T/100)^4 .$$

Для оценки изменения потока излучения вследствие поглощения и рассеивания энергии используется закон Бугера, согласно которому относительное изменение интенсивности излучения при прохождении через элементарный слой при определенной концентрации поглощающего вещества пропорционально длине пути луча в этом слое:

$$a = (I_{\text{нач}} - I)/I_{\text{нач}} = 1 - \exp(-k_0 l) ,$$

где k_0 – константа, характеризующая свойства среды; $I_{\text{нач}}$ – интенсивность падающего на поверхность слоя излучения; l – толщина слоя.

Энергия, поглощенная в слое толщиной l , равна $I_{\text{нач}} - I$. Произведение $k_0 l$ называется оптической толщиной (плотностью) слоя.

Относительное ослабление монохроматического луча в слое заданной толщины пропорционально концентрации поглощающего вещества μ в данном слое. На практике используют объединенный закон Бугера – Бера

$$a = e = 1 - \exp(-k_0 ml).$$

Закон Бугера – Бера справедлив для газового излучения, запыленной среды, состоящей из абсолютно черных сферических частиц одинакового диаметра, подчиняющихся также законам геометрической оптики.

При проведении расчетов для систем, образованных серыми телами, имеющих разные размеры и формы, произвольно ориентированных в пространстве, используются оптико-геометрические характеристики. Если излучающее тело обладает изотропным излучением и отражением, разделяющая среда лучепрозрачна и тела, участвующие в теплообмене, произвольно расположены друг относительно друга, то можно определить элементарный угловой коэффициент излучения с площадки dF_1 на поверхность dF_2 :

$$\varphi_{dF_1 \rightarrow dF_2} = \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{1-2}^2} dF_2,$$

где r_{1-2} – расстояние между двумя точками.

Локальный угловой коэффициент излучения с площадки dF_1 на конечную поверхность F_2

$$\varphi_{dF_1 \rightarrow F_2} = \int_{F_2} d\varphi_{dF_1 \rightarrow dF_2} = \int_{F_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{1-2}^2} dF_2.$$

Средний угловой коэффициент излучения равен отношению потока излучения всей поверхности F_1 к потоку, падающему на поверхность конечного размера F_2 :

$$\varphi_{F_1 \rightarrow F_2} = \varphi_{12} = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \int_{F_2} d\varphi_{dF_1 \rightarrow dF_2} = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \int_{F_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r_{1-2}^2} dF_1 dF_2;$$

$$\varphi_{21} = \frac{1}{F_2} \int_{F_2} \int_{F_1} \frac{\cos \alpha_2 \cos \alpha_1}{r_{2-1}^2} dF_2 dF_1,$$

$$\varphi_{12} F_1 = H, \quad \varphi_2 F_2 = H,$$

где H – взаимная поверхность пары тел.

Оптико-геометрические характеристики тел обладают свойствами взаимности ($\varphi_{ik} F_i = \varphi_{ki} F_k$), замкнутости ($\varphi_{ik} + \sum_{k=1}^n \varphi_{ik} = 1, 0$), аддитивности ($\varphi_{ik} = \varphi_{ik_1} + \varphi_{ik_2} + \varphi_{ik_3} + \dots + \varphi_{ik_n}$) и невогнутости ($\varphi_{ii} = 0$). Свойство замкнутости может быть также записано в форме

$$\varphi_{ii} F_i + \sum_{k=1}^n \varphi_{ik} F_i = F_i.$$

Если тела окружены другими серыми телами, то энергия, излученная поверхностью F_1 , многократно отразится от других серых поверхностей, в том числе от F_k и от самой себя. В этом случае применяется разрешающий угловой коэффициент излучения Φ_i , который зависит от угловых коэффициентов излучения Φ_{ik} и от отражательной способности r_i участвующих в теплообмене тел:

$$\Phi_{ik} = \varphi_{ik} + \sum_{j=1}^n r_j \varphi_{ij} \Phi_{jk}.$$

Различают элементарный, локальный и средний разрешающий угловые коэффициенты излучения.

В ослабляющей (поглощающей) среде поверхностная плотность потока излучения при его движении будет в соответствии с законом Бугера – Бера уменьшаться пропорционально поверхностной плотности потока излучения, коэффициенту ослабления и длине пути луча. Так, например, элементарный обобщенный угловой коэффициент излучения может быть определен в виде

$$(d^2 Q_{dF_1 \rightarrow dF_2}) / (E_1 dF_1) = d \psi_{dF_1 \rightarrow dF_2} = d \varphi_{dF_1 \rightarrow dF_2} \exp(-k_0 r_{1-2}).$$

Интегрируя уравнение, можно получить соответственно локальные и средние обобщенные угловые коэффициенты излучения, для которых также справедливы свойства взаимности, замкнутости, аддитивности и невогнутости.

Для некоторых простых систем угловые коэффициенты могут быть определены аналитически или рассчитаны на ЭВМ. Для примера определим φ для трех выпуклых тел, образующих замкнутую систему:

$$\varphi_{11} + \varphi_{12} + \varphi_{13} = 1;$$

$$\varphi_{22} + \varphi_{21} + \varphi_{23} = 1;$$

$$\varphi_{33} + \varphi_{31} + \varphi_{32} = 1.$$

В соответствии с оптико-геометрическими характеристиками тел можно записать

$$\varphi_{11} + \varphi_{22} + \varphi_{33} = 0;$$

$$\varphi_{12}F_1 = \varphi_{21}F_2;$$

$$\varphi_{13}F_1 = \varphi_{31}F_3;$$

$$\varphi_{23}F_2 = \varphi_{32}F_3.$$

Решив уравнения, получим

$$\varphi_{12} = (F_1 + F_2 - F_3)/(2F_1);$$

$$\varphi_{13} = (F_1 + F_2 - F_3)/(2F_1);$$

$$\varphi_{23} = (F_2 + F_3 - F_1)/(2F_2).$$

При расчете φ незамкнутой системы последнюю замыкают дополнительными поверхностями так, чтобы они экранировали заданные поверхности (метод «натянутых нитей»). Так, например, для незамкнутого канала можно установить, что взаимная поверхность пары произвольно расположенных тел равна разности полусумм длин «внутренних нитей» и длин «внешних нитей».

Расчетные уравнения для произвольного расположения пересекающихся поверхностей имеют вид

$$\varphi_{aF_1 \rightarrow F_2} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \arctg B + [(A \cos v - 1)/C] \arctg(B/C) + \right. \\ \left. + [(B \cos v)/D] [\arctg[(A - \cos v)/D] + \arctg(\cos v/D)] \right\};$$

$$A = a/c; B = b/c; C = \sqrt{1 + A^2 - 2A \cos v}; D = \sqrt{B^2 - \sin^2 v},$$

где a , b и c – геометрические размеры; v – угол между поверхностями.

При расчете процесса теплообмена излучением решаются пря-

мая, обратная или смешанные задачи, которые предполагают соответственно определение либо плотности потоков излучения по заданным температурам и степеням черноты зон, либо температуры зон по заданной плотности потоков излучения, либо для части зон плотности потоков по заданным температурам, а для другой части зон температуры по плотности потоков.

Метод сальдо-потоков. Метод основан на составлении баланса плотности потоков для соответствующих поверхностей при постоянстве характеристик теплообмена излучением и равных коэффициентах поглощения и степени черноты. Балансовые уравнения имеют вид

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{пад}} - Q_{\text{эф}} = Q_{\text{погл}} - Q_{\text{соб}};$$

$$Q_{\text{эф}} = (\varepsilon^{-1} - 1) Q_{\text{рез}} + Q_{\text{соб}}/\varepsilon;$$

$$Q_{\text{эф}} = (\varepsilon^{-1} - 1) Q_{\text{рез}} + Q_0;$$

$$Q_{\text{эф}} = RQ_{\text{рез}} + Q_0,$$

где $Q_{\text{рез}}$, $Q_{\text{пад}}$, $Q_{\text{эф}}$, $Q_{\text{погл}}$ и $Q_{\text{соб}}$ – потоки соответственно результирующего, падающего, эффективного, поглощенного и собственного излучения тела; R – относительная рефлексивность, $R = \text{const}$.

Результирующий поток может быть положительным (тело получает теплоту), отрицательным (тело отдает теплоту) или нулевым при тепловом равновесии тела с другими телами в системе.

Если система состоит из j поверхностей (зон), излучение определяется как сумма эффективных излучений поверхностей, составляющих систему:

$$Q_{\text{эф}i} = r_i \sum_{k=1}^j Q_{\text{эф}k} \varphi_{ki} + Q_{\text{соб}i}.$$

Зональный метод расчета. Рабочее пространство печи представляется замкнутой системой, состоящей из конечного числа геометрических зон, для которых температура и радиационные характеристики принимаются неизменными. Для любой i -й зоны

$$Q_{\text{эф}i} = Q_{\text{соб}i} + r_i Q_{\text{пад}i} = Q_{\text{соб}i} + r_i \sum_{k=1}^n Q_{\text{эф}k} \varphi_{ki};$$

$$Q_{\text{эф}i} - r_i \sum_{k=1}^n Q_{\text{эф}k} \varphi_{ki} = Q_{\text{соб}i}$$

ИЛИ

$$Q_{\text{эф}i} = -Q_{\text{рез}i} + Q_{\text{пад}i} = -Q_{\text{рез}i} + \sum_{k=1}^n Q_{\text{эф}k} \varphi_{ki};$$

$$Q_{\text{эф}i} = \varepsilon_i \sigma_0 T_i^4 F_i + (1 - \varepsilon_i) \sum_{k=1}^n Q_{\text{эф}k} \varphi_{ki};$$

$$Q_{\text{эф}i} = Q_{\text{рез}i} + \sum_{k=1}^n Q_{\text{сф}k} \varphi_{ki}.$$

Решив систему уравнений, получим

$$Q_{\text{рез}i} = [\varepsilon_i / (1 - \varepsilon_i)] (Q_{\text{эф}i} - \sigma_0 T_i^4 F_i);$$

$$T_i = \sqrt[4]{[Q_{\text{эф}i} - Q_{\text{рез}i} (1 - \varepsilon_i) / \varepsilon_i] / \sigma_0 F_i}.$$

Точность результатов расчета увеличивается с ростом числа зон. Метод применяется как для диатермичной, так и для недиатермичной среды.

Для системы металл – газ – кладка (соответствующие индексы м, г, к) можно выделить две поверхностные и одну объемную зоны. При условии запыленности поглощающей среды плотность излучения, падающего на металл,

$$Q_{\text{пад}}^{\text{м}} = E_{\text{эф}}^{\text{к}} \int_{F_{\text{м}}} \int_{F_{\text{к}}} \frac{\cos \Theta_{\text{к}} \cos \Theta_{\text{м}}}{\pi r_{\text{к-м}}^2} e^{-kl_{\text{к-м}}} dF_{\text{к}} dF_{\text{м}} + \\ + \eta_{\text{эф}}^{\text{г}} \int_{F_{\text{м}}} \int_{V_{\text{г}}} \frac{\cos \Theta_{\text{г}}}{\pi r_{\text{к-м}}} e^{-kl_{\text{к-м}}} dF_{\text{м}} dV_{\text{г}},$$

где $\eta_{\text{эф}}^{\text{г}}$ – эффективный поток излучения, образуемый газовой средой.

Интегральное уравнение можно преобразовать к алгебраическому виду

$$Q_{\text{пад}}^{\text{м}} = E_{\text{эф}}^{\text{к}} F_{\text{к}} \psi_{\text{к-м}} + \eta_{\text{эф}}^{\text{г}} V_{\text{г}} \psi_{\text{г-м}},$$

где ψ – угловой коэффициент, характеризующий тепловой поток.

Уравнение теплопередачи и теплового баланса для j-й зоны в

обобщенной форме имеет вид

$$\sum_{\substack{i=1 \\ j \neq i}}^{m+n-1} A_{ij} T_i^4 - A_j T_j^4 + \sum_{\substack{i=1 \\ j \neq i}}^{l_j} g_{ij} T_i - g_j T_j + Q_{Vj} = 0.$$

Здесь первые два слагаемых характеризуют плотность результирующего потока излучения на j -ю зону, вторые два – плотность результирующего конвективного теплового потока, а последнее – плотность потока источников (стоков) тепла.

В общем случае для поверхностных зон

$$A_{ij} = \sigma_0 F_i \int_0^{\infty} \varepsilon_i^\lambda f_{ij}^\lambda E_{0\lambda} d\lambda (\sigma_0 T_i^4)^{-1},$$

$$A_j = \sigma_0 F_j \int_0^{\infty} \varepsilon_j^\lambda (1 - f_{jj}^\lambda) E_{0\lambda} d\lambda (\sigma_0 T_j^4)^{-1};$$

для объемных зон

$$A_{ij} = 4\sigma_0 V_i \int_0^{\infty} k_i^\lambda f_{ij}^\lambda E_{0\lambda} d\lambda (\sigma_0 T_i^4)^{-1},$$

$$A_j = 4\sigma_0 V_j \int_0^{\infty} k_j^\lambda (1 - f_{jj}^\lambda) E_{0\lambda} d\lambda (\sigma_0 T_j^4)^{-1}.$$

В простейшем случае для системы металл – газ – кладка разрешающие угловые коэффициенты имеют вид

$$A_{k-m} = \varepsilon_k \sigma_0 F_k f_{k-m}; \quad A_{\Gamma-m} = 4k V_\Gamma f_{\Gamma-m}; \quad A_m = \sigma_m \sigma_0 F_m (1 - f_{m-m})$$

Потоковый метод. В задачах сложного теплообмена, где явления теплообмена излучением протекают совместно с явлениями конвекции и теплопроводности, с помощью этого метода определяют температурные поля в движущемся потоке излучающей и поглощающей сред. Метод используют для описания теплообмена в каналах, по которым движется серая излучающая, поглощающая и рассеивающая среда, находящаяся в состоянии теплообмена со стенками канала, температуры которых различны, но постоянны по поверхности каждой стенки. Принимается, что поток на входе в канал имеет постоянную температуру по всему сечению и определенный профиль скоростей. Профиль потока установившийся, линии тока этой среды парал-

лельны стенкам канала, а значения проекции скоростей среды следующие: $w_y = w_z = 0$, $w_x = w$. Для упрощения модели предполагают, что в потоке практически отсутствует передача теплоты теплопроводностью, а также источники (стоки) тепла.

Перенос тепла осуществляется только вследствие теплообмена излучением и конвекцией между средой и стенками канала.

Для расчета изменения температурного поля по длине канала используется математическое выражение закона сохранения энергии в виде

$$\operatorname{div} E + \operatorname{div} q_k = 0.$$

Первое слагаемое определяется по формуле

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{dE}{dy} = \int_0^{\infty} \frac{dE_{\lambda}}{dy} d\lambda.$$

Дивергенция вектора конвективного потока теплоты

$$\operatorname{div} q_k = \bar{w} \rho c_p f_w(y) \partial T / \partial \bar{x},$$

где \bar{w} – средняя скорость среды; ρ и c_p – плотность и теплоемкость среды соответственно.

Для элементарного объема движущейся среды излучение для определенной длины волны

$$E_{\lambda} = \int_{4\pi} J_{\lambda}(y, \Theta) \cos \Theta d\Omega,$$

где J – интенсивность монохроматического излучения в единице телесного угла.

Для учета потоков монохроматического излучения, воздействующих на плоский слой, как со стороны газового объема, так и со стороны твердых поверхностей J представляют как сумму J^- и J^+ .

Решение системы уравнений имеет вид

$$J_{\lambda}^+(\tau_{\lambda}, \mu) = J_{\lambda}^+(0, \mu) e^{-\tau_{\lambda}/\mu} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\tau_{\lambda}} \frac{1}{\mu k_{0\lambda}} \left[\alpha_{\lambda} J_{0\lambda}(\xi) + \frac{1}{4} G_{\lambda\text{пад}}(\xi) \right] e^{-(\tau_{\lambda}-\xi)/\mu} d\xi;$$

$$J_{\lambda}^{-}(\tau_{\lambda}, \mu) = J_{\lambda}^{-}(\tau_{0\lambda}, \mu) e^{(\tau_{0\lambda} - \tau_{\lambda})/\mu} - \frac{1}{\pi} \int_{\tau_{\lambda}}^{\tau_{0\lambda}} \frac{1}{\pi k_{0\lambda}} \left[\alpha_{\lambda} J_{0\lambda}(\xi) + \frac{1}{4} G_{\lambda\text{пад}}(\xi) e^{-(\tau_{\lambda} - \xi)/\mu} \right] d\xi.$$

Полученная сложная система интегродифференциальных уравнений позволяет рассчитывать температурное поле в движущемся потоке среды.

Рассмотрим на примерах некоторые наиболее характерные задачи расчета теплообмена излучением.

Теплообмен излучением между двумя серыми поверхностями, разделенными лучепрозрачной средой. Для замкнутой адиабатной системы можно записать

$$Q_{\text{рез1}} + Q_{\text{рез2}} = 0.$$

Определим неизвестные слагаемые в уравнении:

$$Q_{\text{эф2}} = R_2 Q_{\text{рез2}} + Q_{02};$$

$$Q_{\text{пад1}} = (R_2 Q_{\text{рез2}} + Q_{02}) \varphi_{12};$$

$$Q_{\text{пад2}} = (R_1 Q_{\text{рез1}} + Q_{01}) \varphi_{12}.$$

При $T_2 > T_1$

$$Q_{\text{пад1}} - Q_{\text{пад2}} = Q_{\text{рез1}};$$

$$Q_{\text{рез1}} = [(\varepsilon_2^{-1} - 1) Q_{\text{рез2}} + Q_{02}] \varphi_{21} - [(\varepsilon_1^{-1} - 1) Q_{\text{рез1}} + Q_{01}] \varphi_{12}.$$

Решая систему уравнений, получим

$$Q_{\text{рез1}} = -Q_{\text{рез2}} = [(\varepsilon_2^{-1} - 1) \varphi_{12} + (\varepsilon_2^{-1} - 1) \varphi_{21} + 1]^{-1} \times \\ \times C_0 [(T_2/100)^4 - (T_1/100)^4] F_1 \varphi_{12};$$

$$Q_{\text{рез}} = C_{\text{пр}} [(T_2/100)^4 - (T_1/100)^4] F_1 \varphi_{12},$$

где $C_{\text{пр}}$ – приведенный коэффициент излучения, характеризующий степень приближения системы к а.ч.т.

Для системы из двух серых тел с диатермичной средой приведенный коэффициент

$$\varepsilon_{\text{пр}} = [(\varepsilon_1^{-1} - 1) \varphi_{12} + 1 + (\varepsilon_2^{-1} - 1) \varphi_{21}]^{-1}.$$

Для двух параллельных поверхностей уравнение можно представить в виде

$$\varepsilon_{\text{пр}} = (\varepsilon_1^{-1} + \varepsilon_2^{-1} - 1)^{-1}.$$

А для системы, состоящей из двух тел при $\varphi_{12} = 1$,

$$\varepsilon_{\text{пр}} = [\varepsilon_1^{-1} + (F_1/F_2)(\varepsilon_2^{-1} - 1)]^{-1}.$$

Теплообмен излучением при наличии экранов. Экраны используют для защиты от теплового излучения. Они обычно представляют собой тонкое (металлическое) тело с тепловым сопротивлением по толщине, близким к нулю.

В отсутствие экрана плотность результирующего потока

$$Q_{\text{рез1-2}} = \varepsilon_{\text{пр1-2}} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F_1 \varphi_{12}.$$

Это уравнение справедливо для любого рассматриваемого участка стенки – экран и экран – стенка.

Так как экран не нагревается (не поглощает теплоту), то $Q_{\text{рез1-3}} = Q_{\text{рез3-2}}$ (здесь к экрану относится индекс 3). Тогда температура экрана

$$(T_3/100)^4 = [\varepsilon_{\text{пр1-3}}(T_1/100)^4 + \varepsilon_{\text{пр3-2}}(T_2/100)^4] (\varphi_{\text{пр1-3}} + \varepsilon_{\text{пр3-2}})^{-1},$$

а поверхностная плотность результирующих потоков

$$Q_{\text{рез1-3}} = Q_{\text{рез3-2}} = [\varepsilon_{\text{пр1-3}} \varepsilon_{\text{пр2-3}} C_0 / (\varepsilon_{\text{пр1-3}} + \varepsilon_{\text{пр3-2}})] \times \\ \times [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F_1 \varphi_{12}.$$

Формула справедлива для плоских, цилиндрических и сферических экранов и показывает, что эффективность действия экрана зависит от степени черноты экрана и от типа системы (через величину φ_{12}).

Для расчета снижения плотности результирующего потока при установке одного экрана используется формула

$$\frac{Q_{\text{рез1-3}}}{Q_{\text{рез1-2}}} = \frac{\varepsilon_{\text{пр1-3}} \varepsilon_{\text{пр3-2}}}{\varepsilon_{\text{пр1-2}} (\varepsilon_{\text{пр1-3}} + \varepsilon_{\text{пр3-2}})}.$$

Для n экранов

$$\frac{Q_{\text{рез1-3}}}{Q_{\text{рез1-2}}} = \frac{1}{(n+1)}.$$

Излучение через окна и отверстия в кладке печей. Для определения тепловых потерь через открытое окно (отверстие) в окру-

жающую среду (при условии, что заданы размеры окна и температуры поверхности). Плотность результирующего потока излучения для поверхности может быть найдена по формулам

$$Q_{\text{рез2}} = \sum_{k=1}^{n=3} Q_{\text{эф}k} \varphi_k - Q_{\text{эф2}}$$

$$\text{и } Q_{\text{рез2}} = Q_{\text{эф1}}\varphi_{12} + Q_{\text{эф2}}\varphi_{22} + Q_{\text{эф3}}\varphi_{32} - Q_{\text{эф2}}.$$

Эффективное излучение поверхностей соответствует излучению

а.ч.т.:

$$Q_{\text{эф1}} = Q_{01}; \quad Q_{\text{эф2}} = Q_{02}; \quad Q_{\text{рез2}} = Q_{01}\varphi_{12} + Q_{\text{эф3}}\varphi_{32} - Q_{02};$$

$$Q_{\text{эф3}} = Q_{\text{эф1}}\varphi_{13} + Q_{\text{эф2}}\varphi_{23} + Q_{\text{эф3}}\varphi_{33};$$

$$Q_{\text{эф3}}(1 - \varphi_{33}) = Q_{01}\varphi_{13} + Q_{02}\varphi_{23};$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{рез2}} &= Q_{01}\varphi_{12} + Q_{01}(\varphi_{13}/2\varphi_{32})\varphi_{32} + Q_{02}(\varphi_{23}/2\varphi_{32})\varphi_{32} - Q_{02} = \\ &= Q_{01}(\varphi_{12} - \varphi_{13}/2) - Q_{02}(1 - \varphi_{23}/2). \end{aligned}$$

При $F_1 = F_2$, окончательно получим

$$Q_{\text{рез2}} = C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F_1 \Phi,$$

где Φ – коэффициент диафрагмирования, являющийся функцией только геометрических размеров и формы окна или отверстия, $\Phi = (1 + \varphi_{12})/2$ (значения коэффициента диафрагмирования Φ приводятся в специальной литературе).

Для расчета тепловых потерь излучением через окна, закрытые металлическими дверцами, используется формула

$$Q_{\text{рез2}} = C_m [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F_2 \Phi / (1 + \Phi).$$

В этом случае температура дверцы

$$T = 100 \{ [(T_1/100)^4 \Phi + (T_2/100)^4] / (\Phi + 1) \}^{0,25}.$$

Для снижения уменьшения тепловых потерь (в 1,5-2,0 раза) с внутренней стороны дверцы на некотором расстоянии устанавливаются металлический щиток (лист), который выполняет роль экрана для дверцы.

Теплообмен между газом и окружающими его стенками. Рассмотрим теплообмен между газом с температурой T_r и окружающими его стенками (площадь F_c и температура T_c). При постоянной темпе-

ратуре излучателей поток результирующего излучения

$$Q_{\text{эф.г}} = Q_{\text{пад.г}} - Q_{\text{рез.г}} = Q_{\text{погл.г}}/a_c - Q_{\text{рез.г}} = \\ = (Q_{\text{соб.г}} + Q_{\text{рез.г}})/a_c - Q_{\text{рез.г}}$$

или

$$Q_{\text{эф.г}} = (\varepsilon_{\text{г}} / \varepsilon_{\text{с}}) Q_{0\text{г}} + (\varepsilon_{\text{с}}^{-1} - 1) Q_{\text{рез.г}}.$$

Поток эффективного излучения для стенок

$$Q_{\text{эф.с}} = Q_{0\text{с}} + (\varepsilon_{\text{с}}^{-1} - 1) Q_{\text{рез.с}}.$$

Так как $Q_{\text{рез.с}} = -Q_{\text{рез.г}}$, поток результирующего излучения можно найти как разность между потоками эффективного излучения газа и потоками окружающих его стенок:

$$Q_{\text{рез.с}} = \frac{C_0}{\varepsilon_{\text{с}}^{-1} + \varepsilon_{\text{г}}^{-1} - 1} \left[\frac{\varepsilon_{\text{г}}}{\varepsilon_{\text{с}}} \left(\frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right] F_{\text{с}}.$$

Теплообмен между двумя поверхностями, разделенными поглощающим газом. В этом случае предполагается, что между двумя параллельными бесконечно длинными и широкими поверхностями (расположенными на расстоянии l) находится газовая среда, имеющая $k_0 = \text{const}$ и поглощающую способность $\varepsilon_{\text{г}} = 1 - \exp(-k_0 l)$. В качестве определяющей принимается температура $0,5(T_1 + T_2)$. Учитывая, что поглощающая среда находится в тепловом равновесии с излучающими поверхностями, получим

$$Q = a_{\text{г}} E_{\text{эф1}} + a_{\text{г}} E_{\text{эф2}} = a_{\text{г}} (E_{\text{эф1}} + E_{\text{эф2}}).$$

Определим отдельные слагаемые этого уравнения:

$$E_{\text{рез2}} = E_{\text{пад2}} - E_{\text{эф2}} = [(1 - a_{\text{г}}) E_{\text{эф1}} + 0,5 a_{\text{г}}];$$

$$E_{\text{рез2}} = (1 - 0,5 a_{\text{г}}) (E_{\text{эф1}} - E_{\text{эф2}});$$

$$E_{\text{эф}i} = R_i E_{\text{рез}i} + E_{0i};$$

$$E_{\text{эф1}} - E_{\text{эф2}} = E_{01} - E_{02} + R_1 E_{\text{рез1}} - R_2 E_{\text{рез2}};$$

$$E_{\text{рез2}} = \left[\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} - \frac{2(1 - a_{\text{г}})}{2 - a_{\text{г}}} \right]^{-1} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Особенности теплообмена изучением в металлургических агрегатах. Во многих металлургических агрегатах доля теплообмена

излучением в общем тепловом балансе достигает 80-90 %, что существенно влияет на основные технико-экономические показатели работы металлургических печей: производительность, расход тепловой энергии, время нагрева или плавления металла (сплава).

Эффективность тепловых потоков излучения в рабочем пространстве металлургических печей зависит не только от температуры источников излучения, но и от их радиационных свойств и оптико-геометрических характеристик. Способы повышения эффективности работы металлургических печей разнообразны: обогащение дутья кислородом, изменение поглощающей способности нагреваемой поверхности (используя специальные краски), совершенствование конструктивного оформления печных агрегатов (оптимизируя оптико-геометрические характеристики системы), оптимизация состава топлива, снижение запыленности газов в печи, изменение крупности, а также условий загрузки, перемещения, выгрузки перерабатываемого материала и т.п.

Тепловой поток на обрабатываемый материал поступает как из газового объема, так и от кладки, которая выполняет роль переизлучателя. В реальных процессах часть тепла может теряться через кладку, что приводит к снижению интенсивности теплового потока. При проведении расчетов часто предполагают, что потери теплоты кладкой компенсируются теплоотдачей газов за счет конвекции.

Для упрощенной системы, состоящей из трех элементов (газ – металл – кладка), плотность результирующего потока излучения на металл от печных газов (без учета передачи теплоты от газа к металлу конвективным теплообменом)

$$Q_{\text{рез.м}} = \varepsilon_{\text{м}} Q_{\text{эф.г}} + \varepsilon_{\text{м}} Q_{\text{эф.к}} \varphi_{\text{к-м}} (1 - \varepsilon_{\text{г}}) - Q_{\text{соб.м}},$$

где $Q_{\text{эф.г}} = \varepsilon_{\text{г}} \sigma_0 T_{\text{г}}^4 F_{\text{м}}$.

Тогда

$$Q_{\text{рез.м}} = C_{\text{г-к-м}} [(T_{\text{г}}/100)^4 - (T_{\text{м}}/100)^4] F_{\text{м}},$$

где $C_{\text{г-к-м}}$ – приведенный коэффициент излучения от газов на металл,

$$C_{\text{г-к-м}} = \varepsilon_{\text{м}} K C_0;$$

$$K = \frac{(\varphi_{к-м})^{-1} + 1 - \varepsilon_r}{[\varepsilon_m + \varepsilon_r(1 - \varepsilon_m)][(1 - \varepsilon_r)/\varepsilon_r] + (\varphi_{к-м})^{-1}}$$

или $K = (\omega + 1 - \varepsilon_r) / [\omega + \beta(1 - \varepsilon_r) / \varepsilon_r]$.

Из приведенных уравнений следует, что увеличение потока результирующего излучения достигается за счет изменения степени черноты газов и степени развития кладки.

Способ повышения результирующего потока излучения, основанный на увеличении поверхности теплообмена, не всегда может быть реализован в металлургических печах. Это, в первую очередь, связано с особенностью конструкции печи и размещением в ней обрабатываемого материала. Увеличение температуры в рабочем пространстве печи ограничено технологическим регламентом процесса и стойкостью огнеупорной кладки. Одним из практических методов повышения интенсивности теплообмена излучением является повышение температуры печных газов за счет использования дутья, обогащенного кислородом, применения подогретого дутья и горючих газов, выбором оптимального коэффициента расхода воздуха и т.п. Очевидно, что все перечисленные выше способы имеют определенные ограничения.

Другое практически реализуемое направление увеличения интенсивности теплообмена связано с повышением приведенного коэффициента излучения, который, в свою очередь, зависит от степени черноты стенок печи и степени черноты газов. Степень черноты кладки для огнеупорных материалов достигает 0,8 и может изменяться только за счет нанесения на поверхности специальных красок. Степень черноты газов зависит от парциального давления газов, их температуры и эффективной длины луча.

Для повышения степени черноты продуктов сгорания (0,10-0,25 при обычных условиях сжигания) осуществляют процесс карбюризации: в печи вместе с топливом, бедным углеводородами, сжигают в небольшом количестве и топливо, богатое углеводородами (например, мазут или смолу). Для карбюризации может быть использован природный газ. При его нагреве при низкой концентрации кислорода до 500 °С метан разлагается с образованием сажистого углерода и во-

дорода по реакции $\text{CH}_4 = \text{C} + 2\text{H}_2$. При сжигании мазута или смолы происходит пиролиз (разложение) углеводородов с выделением большого количества тонкодисперсных частичек сажистого углерода диаметром 0,5-3 мкм. Число таких частиц в 1 см^3 составляет несколько миллионов. Доля тепла, получаемого за счет сжигания мазута или смолы, составляет 3-5 % от общего количества энергии, выделяющейся при сжигании всего топлива. Образующиеся частички сажистого углерода прогреваются до температуры, близкой к температуре потока, и сгорают. Вследствие того, что нагретые частицы сажистого углерода сами излучают тепловую энергию и, в отличие от газов, имеют сплошной спектр излучения, степень черноты такого потока может возрасти в 3-4 раза.

В металлургических агрегатах в газовом потоке, помимо продуктов сгорания, содержатся и пылевидные частицы. Запыленные потоки содержат тонкодисперсную пыль в виде твердых частиц, капель металла, шлака и т.п. и поглощают излучение. Суммарная поглощательная способность запыленного потока

$$a_{\text{г+п}} = 1 - \exp[-(\tau_{\text{г}} + \tau_{\text{п}})],$$

где $\tau_{\text{г}}$ и $\tau_{\text{п}}$ – оптическая толщина соответственно газового потока и слоя пылевых частиц.

Рассмотрим процесс нагрева тел в аппарате с постоянной температурой при условии, что теплота передается посредством излучения. Для характеристики особенности теплообмена излучением применяется приведенный коэффициент излучения системы $C_{\text{пр}}$ (или C).

Для термически тонкого тела (при $S/\lambda \rightarrow 0$) дифференциальное уравнение нагрева тела имеет вид

$$CF[(T_{\text{печ}}/100^4) - (T/100^4)]d\tau = mcdT,$$

где $T_{\text{печ}}$ – температура печи; m и c – масса и теплоемкость тела.

Интегрируя это уравнение, получим

$$\tau \frac{FC}{mc} = \frac{1}{4} \frac{100 \cdot 100^3}{T_{\text{печ}}^3} \times$$

$$\times \left(\ln \frac{T_{\text{печ}} + T_{\text{к}}}{T_{\text{печ}} - T_{\text{к}}} + 2 \operatorname{arctg} \frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{печ}}} - \ln \frac{T_{\text{печ}} + T_{\text{н}}}{T_{\text{печ}} - T_{\text{н}}} - 2 \operatorname{arctg} \frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{печ}}} \right),$$

где $T_{\text{к}}$ и $T_{\text{н}}$ – конечная и начальная температура.

Время нагрева

$$\tau = \frac{1}{4} \frac{mc}{FC} \frac{100 \cdot 100^3}{T_{\text{печ}}^3} \times \left(\ln \frac{1 + T_{\text{к}} T_{\text{печ}}^{-1}}{1 - T_{\text{к}} T_{\text{печ}}^{-1}} + 2 \operatorname{arctg} \frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{печ}}} - \ln \frac{1 + T_{\text{н}} T_{\text{печ}}^{-1}}{1 - T_{\text{н}} T_{\text{печ}}^{-1}} - 2 \operatorname{arctg} \frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{печ}}} \right).$$

В практических расчетах используется обозначение:

$$\frac{1}{4} \ln \frac{1 + T T_{\text{печ}}^{-1}}{1 - T T_{\text{печ}}^{-1}} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{T}{T_{\text{печ}}} = \psi \left(\frac{T}{T_{\text{печ}}} \right).$$

Соответственно

$$\tau = \frac{mc}{FC} \frac{100 \cdot 100^3}{T_{\text{печ}}^3} \left[\psi \left(\frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{печ}}} \right) - \psi \left(\frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{печ}}} \right) \right].$$

Анализируя полученные зависимости, можно показать, что продолжительность нагрева тонких тел пропорциональна их линейному размеру и не зависит от коэффициента теплопроводности тела.

Время нагрева умеренно массивных тел

$$\tau = \frac{mc}{FC} \frac{100 \cdot 100^3}{T_{\text{печ}}^3} \left[\psi \left(\frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{печ}}}, m \right) - \psi \left(\frac{T_{\text{н}}}{T_{\text{печ}}}, m \right) \right].$$

Функция $\psi(T/T_{\text{печ}}, \tau)$ может быть представлена в виде

$$\psi = \frac{T}{T_{\text{печ}}} + \frac{1}{z+1} \left(\frac{T}{T_{\text{печ}}} \right)^{z+1} + \frac{1}{2z+1} \left(\frac{T}{T_{\text{печ}}} \right)^{2z+1} + \frac{1}{3z+1} \left(\frac{T}{T_{\text{печ}}} \right)^{3z+1} + \dots,$$

где $z = \text{const}$.

5 ВТОРИЧНЫЕ ЭНЕРГОРЕСУРСЫ. РЕКУПЕРАЦИЯ И УТИЛИЗАЦИЯ ТЕПЛА

Под ВЭР подразумевают энергетический потенциал продукции, отходов, побочных и промежуточных продуктов, образующихся в технологических агрегатах, который не используется в самом агрегате, но может быть частично или полностью использован для энергоснабжения других агрегатов.

Все ВЭР разделяются на 3 основные группы:

1. Горючие (топливные) ВЭР — горючие газы плавильных печей, горючие отходы процессов химической и термохимической переработки углеродистого или углеводородного сырья (степень использования 90-95%).

2. Тепловые ВЭР — физическая теплота отходящих газов технологических агрегатов, физическая теплота основной и побочной продукции. Теплота рабочих тел системы принудительного охлаждения технологических агрегатов, теплота горячей воды и пара, отработавших в технологических и силовых установках.

3. ВЭР избыточного давления — потенциальная энергия газов и жидкостей, покидающих технологические агрегаты с избыточным давлением, которую необходимо снижать перед последующей ступенью использования этих газов и жидкостей или выбросом их в атмосферу.

Использование тепловых ВЭР возможно по трем направлениям:

внутреннее регенеративное теплоиспользование, которое характеризуется возвратом теплоты отходящих потоков (их части) для проведения основного технологического процесса; достигается подогревом компонентов горения, предварительным нагревом исходного технологического сырья;

внешнее теплоиспользование, при котором используется теплота отходящих потоков (их часть) для внешних целей, не связанных с процессами в основном технологическом агрегате; теплоту отходящих потоков производства, т.е. ВЭР, используют для организации какого-то нового технологического процесса или для получения энергетической продукции — водяного пара, горячей воды или другого теплоносителя;

комбинированное теплоиспользование, когда теплоту отходящих потоков используют как для внутреннего регенеративного, так и для внешнего теплоиспользования.

При внутреннем регенеративном использовании тепловых ВЭР достигается соответствующая экономия топлива в технологической установке. При внешнем теплоиспользовании экономия топлива имеет место в других установках. Подогрев компонентов горения при регенеративном теплоиспользовании наряду с экономией топлива приводит и к повышению технологической эффективности процесса.

Регенеративное теплоиспользование позволяет не просто утилизировать теплоту отходящих потоков (например, газов, рис.1), но снижает расход топлива и, кроме того, улучшает работу основной технологической (например, печи) или энергетической (например котельной) установки.

Работа технологической печи улучшают повышением температуры горения при использовании подогретого воздуха, что, в свою очередь, повышает полноту горения топлива и интенсифицирует процесс теплообмена между потоком газа и нагреваемой средой.

В некоторых случаях регенерацию теплоты целесообразно использовать и на низкотемпературных потоках. Например, с помощью вентиляционных выбросов подогревают поток воздуха, подаваемого в помещение, уменьшив, таким образом, расход энергии на отопление.

Во многих случаях возможности технологического (внутреннего) теплоиспользования ограничены. Поэтому, если в данном производстве за счет регенерации не удастся полностью использовать всю энергию, то нужно попытаться найти других потребителей этой энергии. Главная трудность при решении этой проблемы обычно состоит в том, чтобы найти потребителя. Приходится анализировать уже не только свое производство, но и другие.

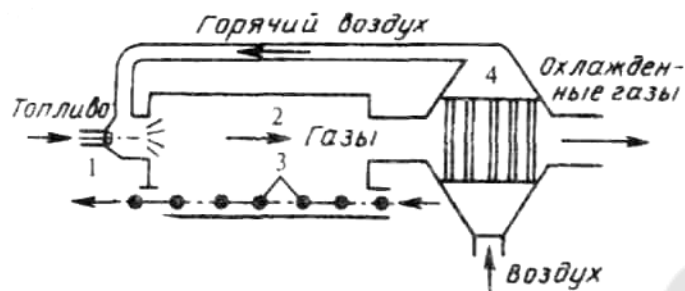


Рисунок 5.1 - Схема нагревательной печи с регенерацией теплоты уходящих газов: 1 — горелка; 2 — рабочий объем печи; 3 — нагреваемые детали; 4 — воздухонагреватель.

Горючие ВЭР (например, доменный и коксовый газы металлургического комбината, жирный газ нефтепереработки) сжигаются в топках котлов, печей вместе с другими видами топлива.

За счет ВЭР избыточного давления в турбинах обычно получают электроэнергию.

Из всех ВЭР наибольшую долю составляют тепловые.

Тепловые ВЭР газовых потоков с высокой (> 400 °С) и средней (100—400 °С) температурой обычно используют для производства пара и горячей воды с помощью паровых или водогрейных котлов-утилизаторов.

Широко распространены в настоящее время системы испарительного охлаждения элементов высокотемпературных печей. В печах многие элементы приходится делать из металла — прежде всего это несущие и поддерживающие балки.

Но металлы могут работать только при умеренных температурах до 400—600 °С, а температура в печи намного выше. Поэтому металлические элементы печей делают полыми и внутри них циркулирует охлаждающая вода.

Охлаждаемые элементы печи здесь выполняют роль испарительной поверхности, в которой теплота уже не сбрасывается окружающую среду, а идет на выработку пара.

Для использования теплоты отходящих газов различных технологических установок, в том числе и печей, применяются котлы-утилизаторы, вырабатывающие, как правило, пар. При высоких темпера-

турах газов (более 900 °С) эти котлы снабжаются радиационными (экранными) поверхностями нагрева и имеют такую же компоновку, как и обычный паровой котел, только вместо топки — радиационная камера, в которую снизу входят газы. Воздухоподогреватель отсутствует, если горячий воздух не нужен производству.

Первичное охлаждение газов в свободном от змеевиков объеме необходимо для затвердевания уносимых из печи расплавленных частиц шлака или технологического продукта до того, как они прилипнут к холодным змеевикам и затвердеют на них.

Если отходящий из технологических установок газ не содержит горючие компоненты, то такой котел горелочных устройств не имеет. Эти котлы работают с естественной или принудительной циркуляцией и имеют практически все детали котельных агрегатов.

При конструировании котлов-утилизаторов, использующих тепловые отходы, следует учитывать содержащиеся в греющих газах агрессивные компоненты, например, сернистые газы, поступающие из печей обжига серосодержащего сырья. Если в подводимых к котлу технологических газах есть горючие составляющие, организуют их предварительное дожигание в радиационной камере, которая в этом случае фактически превращается в топку.

При температуре газов ниже 900 °С и котлах-утилизаторах обычно используются только конвективные поверхности нагрева.

Наиболее сложно найти применение низкопотенциальным тепловым ВЭР ($t < 100$ °С). В последнее время их используют для отопления и кондиционирования промышленных и жилых зданий, применяют тепловые насосы для повышения температурного потенциала или для получения холода. Такие ВЭР используют только на отопление близко расположенных теплиц или рыбоводных хозяйств.

В промышленных условиях охлаждение дымовых газов до температуры ниже 100 °С весьма затруднительно прежде всего из-за конденсации водяных паров. Холодные стенки труб, по которым циркулирует нагреваемая среда, запотевают и подвергаются интенсивной коррозии. Чтобы исключить коррозию, промышленные подогреватели воздуха ино-

гда изготавливают из некорродирующих стеклянных труб. Если нет вибрации, такие трубы работают достаточно долго.

Для подогрева воды низкотемпературными газами ($t < 100$ °С) начинают использовать контактные экономайзеры, представляющие собой обычные смесительные теплообменники.

Вода в них нагревается за счет теплоты контактирующих с ней газов. Поверхность контакта капель воды с газом большая, и теплообменник получается компактным и дешевым по сравнению с рекуперативным (трубчатым), но вода насыщается вредными веществами, содержащимися в дымовых газах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кутателадзе С.С.* Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 366 с.
2. *Общий курс процессов и аппаратов химической технологии.* / Под ред. В.Г.Айнштейна. М.: Логос, Высшая школа, 2003. Т.1 и 2. 872 с.
3. *Телегин А.С.* Термодинамика и тепломассоперенос / А.С.Телегин, В.С.Швыдкий, Ю.Г.Ярошенко. М.: Металлургия, 1980. 264 с.
4. *Телегин А.С.* Тепломассоперенос / А.С.Телегин, В.С.Швыдкий, Ю.Г.Ярошенко. М.: Металлургия, 1995. 400 с.
5. *Телегин А.С.* Тепломассоперенос / А.С.Телегин, В.С.Швыдкий, Ю.Г.Ярошенко. М.: ИКЦ «Академкнига», 2002. 455 с.
6. *Гребер Г.* Основы учения о теплообмене / Г.Гребер, С.Эрк, У.Григуль. М.: Иностранная литература, 1958. 566 с.
7. *Кейс В.М.* Конвективный тепло- и массообмен. М.: Энергия, 1972. 446 с.
8. *Крейт Ф.* Основы теплопередачи / Ф.Крейт, У.Блек. М.: Мир, 1983. 512 с.
9. *Лыков А.В.* Тепломассообмен: Справочник. М.: Энергия, 1972. 560 с.
10. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент (справочник) / Под общ. ред. В.А.Григорьева и В.М.Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. 510 с.
11. *Латыпов Р.Ш., Шарафиев Р.Г.* Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств.-М.:Энергоатомиздат, 1998. – 344 с.
12. *Баскаков А.П.* Теплотехника.-М.:Энергоатомиздат, 1991.-244 с.
13. *Алабовский А.Н., Константинов С.М., Недужий А.Н.* Теплотехника. – Киев : Выща Школа, Головное издательство, 1986.-255 с.
14. *Александров А.А., Григорьев Б.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. Справочник.-М.: Издательство МЭИ, 1994.- 168 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ	4
1.1 Уравнение состояния. Термодинамические параметры.	9
1.2 Энергия и эксергия.....	13
2. ТОПЛИВО И ГОРЕНИЕ.....	22
3 МЕХАНИКА ГАЗОВ И МАССОПЕРЕНОС	38
3.1 Основные понятия.....	38
3.2 Уравнения конвективного массопереноса	40
3.3 Движение газов в печах	45
4 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....	59
4.1 Теплопроводность	59
4.2 Теплопроводность и теплопередача при стационарном режиме.....	67
4.3. Нестационарная теплопроводность	74
4.4 Конвективный теплообмен.....	80
4.5 Теплообмен излучением	93
5 ВТОРИЧНЫЕ ЭНЕРГОРЕСУРСЫ. РЕКУПЕРАЦИЯ И УТИЛИЗАЦИЯ ТЕПЛА.....	112
ЛИТЕРАТУРА.....	117

Ровин Леонид Ефимович

**МЕТАЛЛУРГИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА
И ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА**

**Курс лекций
по одноименной дисциплине для студентов
специальности 1-42 01 01 «Металлургическое
производство и материалобработка (по направлениям)»
дневной и заочной форм обучения**

**В двух частях
Часть 1**

Подписано к размещению в электронную библиотеку
ГГТУ им. П. О. Сухого в качестве электронного
учебно-методического документа 20.03.13.

Рег. № 65Е.

E-mail: ic@gstu.by

<http://www.gstu.by>