

**Министерство образования и науки РФ
Иркутский национальный технический университет
Институт недропользования**

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ПОЖАРНОМ ДЕЛЕ

Конспект лекций для магистрантов

**по направлению 20.04.01 «Техносферная безопасность»
Программа «Пожарная безопасность»**

Иркутск 201

Термодинамика и теплопередача в пожарном деле Методические указания
Конспект лекций /Составитель А.П. Вертинский. – Иркутск .2015. 67 с.

Предназначены для магистрантов института недропользования по
профилю подготовки «Техносферная безопасность» программа
«Пожарная безопасность »

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИИ

ТЕМА: «Термодинамика и теплопередача »

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

1. Рекомендуемая литература

Основная:

1. Карминский В.Д. Техническая термодинамика и теплопередача: Курс лекций. – М.: Маршрут, 2005.

Дополнительная:

1. Луканин В.Н., Шатров М.Т. и др. Теплотехника. Учебник для студентов вузов.-М. Высшая школа.2000.
2. Симпон А.Э., Михайлов И.Д. и др. Транспортная теплотехника: Учебник для вузов железнодорожного транспорта. – М.: Транспорт,1988.
3. Архаров А.М., Исаев С.И. и др. Теплотехника: Учебник для втузов. – М.: Машиностроение, 1986.

2. Средства обеспечения освоения дисциплины

1. Лабораторные установки по гидродинамике.
2. Макеты и другие наглядные пособия по тепловым процессам.
3. Видеофильмы по теплотехнике.
4. Ознакомление с действующими сооружениями систем теплоснабжения.

3. Учебно-материальное обеспечение

1. Наглядные пособия:
 - а) Плакаты;
 - б) Тематические материалы.
2. Технические средства обучения (по решению преподавателя):
 - а) ЭВМ с проектором для демонстрации на экран;
 - б) Видеотехника для демонстрации фильмов по гидравлике;

в) Тематические материалы.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

1. ТЕРМОДИНАМИКА.

2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью изучения дисциплины «Термодинамика и теплопередача» является овладение знаниями в области теоретических основ теплотехники

1. ТЕРМОДИНАМИКА

Термодинамика, раздел прикладной физики или теоретической теплотехники, в котором исследуется превращение движения в теплоту и наоборот. В термодинамике рассматриваются не только вопросы распространения теплоты, но и физические и химические изменения, связанные с поглощением теплоты веществом, а также, наоборот, выделение теплоты в ходе физических и химических превращений. См. также ТЕПЛОТА.

Термодинамика находит широкое применение в физической химии и химической физике при анализе физических и химических процессов, в современной физиологии и биологии, в двигателестроении, теплотехнике, авиационной и ракетно-космической технике. Первоначально в термодинамике много внимания уделялось обратимым процессам и равновесным состояниям, так что более подходящим для нее казалось название <термостатика>, но благодаря С.Аррениусу (1859—1927) и Г.Эйрингу (1901—1981) получило весьма основательную разработку ее применение к анализу скоростей химических реакций (химической кинетике). В настоящее время главной проблемой в термодинамике является ее применение к необратимым процессам, и уже достигнуты большие успехи в построении теории, по широте охвата сравнимой с термодинамикой обратимых процессов.

Преобразование тепловой энергии в механическую в энергетических установках не возможно без использования какого-либо вещества, назначение которого воспринимать теплоту и совершать работу. Это вещество называют рабочим телом. *Рабочее тело* может находиться в газообразном, жидком или твердом состоянии, но для преобразования тепловой энергии в механическую наилучшее применение нашли газообразные тела, так как только они способны существенно изменять свой объем при изменении температуры и давления. При теоретическом изучении газов, обычно принято иметь дело, с так называемым, идеальным газом. *Идеальный газ* — это такой газ, в котором отсутствуют силы сцеплений между молекулами, а сами молекулы принимают за материальные точки. В природе таких газов не существует, но в технических расчетах вполне допустимо считать идеальными все газы, кроме паров некоторых жидкостей (например, водяной пар), которые могут встречаться в двояком состоянии, то есть пар является *реальным газом*.

Совокупность рабочих тел, взаимодействующих друг с другом, образует *термодинамическую систему*. Физические тела, не входящие в систему,

составляют *окружающую среду*. Материальные тела, входящие в термодинамическую систему, разделяют на источники теплоты и рабочие тела, которые под воздействием источника теплоты совершают механическую работу. Система, не обменивающаяся теплотой и массой с окружающей средой, считается *изолированной*. Система, не обменивающаяся с окружающей средой веществом, называют *закрытой* или замкнутой. В противном случае система называется *открытой*.

При взаимодействии с окружающей средой рабочее тело переходит из одного состояния в другое, о чем можно судить по изменению его параметров состояния. Если состояние рабочего тела не изменяется с течением времени, а параметры имеют одинаковое значение в различных точках пространства, то такое состояние вещества называется *равновесным* (стационарным). Когда такое равновесие отсутствует, состояние рабочего тела называют *неравновесным*. При изменении параметров системы меняется и состояние системы, то есть осуществляется *термодинамический процесс*, представляющий собой непрерывную последовательность равновесных состояний. Любой реальный процесс является *неравновесным*, поскольку при его протекании различные части системы имеют различные температуру, давление, удельный объем и т.п. Однако эта неравновесность может быть бесконечно малой при уменьшении скорости протекания процесса, поэтому под понятием «процесс» понимают равновесный термодинамический процесс. Равновесный процесс может протекать как в направлении возрастания, так и убывания одного из параметров состояния, то есть как в одном, так и в противоположном направлениях. При этом система каждый раз будет проходить через одни и те же состояния, но в обратном порядке. Поэтому равновесные процессы являются *обратимыми*. Отличительное свойство обратимых процессов это то, что в системе и в окружающей среде отсутствуют какие-либо остаточные изменения при возвращении системы в исходное состояние. Процессы, не обладающие этим свойством, называются *необратимыми*. При совершении системой необратимого процесса на ее возвращение в исходное состояние требуются дополнительные энергозатраты со стороны окружающей среды. Все реальные процессы вследствие трения, теплообмена при конечной разности температур и ограниченности времени их протекания являются необратимыми.

Всякая термодинамическая система имеет свою внутреннюю энергию. *Внутренняя энергия* представляет собой совокупность всех видов энергий (тепловая, химическая, электрическая, магнитная и пр.), которыми обладает рабочее тело или система тел. Энергия движения молекул представляет собой внутреннюю кинетическую энергию (определяющим параметром которой является температура T), а энергия взаимодействия между молекулами (определяющими параметрами которой являются давление p и объем v) — внутреннюю потенциальную энергию. Сумма этих видов энергий будет

называться *внутренней энергией* тела. Обозначают внутреннюю энергию буквой U и измеряют в джоулях (Дж), а удельную внутреннюю энергию $u = U/M$ в джоулях на килограмм (Дж/кг). Для идеальных газов силы сцепления между молекулами равны нулю, следовательно, внутренняя энергия таких газов будет зависеть только от их абсолютной температуры: $U = f(T)$. Значение внутренней энергии идеального газа можно определить $u = c_v T$.

Внутренняя энергия в произвольных термодинамических процессах может частично передаваться от одного тела к другому в форме *теплоты*. Характерной особенностью этой формы является то, что осуществляется оно путем энергетического взаимодействия между молекулами участвующих в процессе тел, то есть при этом отсутствует взаимное движение тел.

Поскольку теплота (тепловая энергия) представляет собой часть внутренней энергии, передаваемой в термодинамическом процессе, то принято говорить, что теплота подводится или отводится от тела. Энергия отведенная в форме теплоты, считается отрицательной, подведенная — положительной. Теплоту обозначают буквой Q и измеряют в Джоулях (Дж), удельную теплоту обозначают q и измеряют Джоули на килограмм (Дж/кг).

Работа также представляет собой часть внутренней энергии, передаваемой в термодинамическом процессе. Но в отличие от теплоты передача энергии в форме работы связана с видимым перемещением тела и в частности с изменением его объема. Работу обозначают буквой L и измеряют в джоулях (Дж), а удельную работу $l = L/M$ в джоулях на килограмм (Дж/кг).

Таким образом, теплота и работа являются различными формами передачи внутренней энергии в термодинамическом процессе. Связь между теплотой и работой устанавливает *механический эквивалент*, равный 4,2 Дж, то есть $1 \text{ ккал} = 4,2 \text{ кДж}$.

Работа в обычном определении механики есть произведение силы F , действующей в направлении движения, на путь перемещения тела dx .

Работа, совершаемая термодинамической системой над окружающей средой, считается положительной и называется *механической* или *работой изменения объема*, определяется:

$$L = p_m dv = p_m (v_2 - v_1).$$

Работа, совершаемая сторонними силами (окружающей средой) над термодинамической системой, считается отрицательной и называется *технической* или *работой изменения давления*, определяется:

$$L = v_m dp = v_m (p_1 - p_2).$$

Параметры состояния рабочего тела и их определение

Для определения конкретных физических условий, в которых находится термодинамическая система, используют ряд показателей, называемых *параметрами состояния*. В число основных параметров входят: абсолютная температура, абсолютное давление и удельный объем.

Абсолютная температура — это мера кинетической энергии движения молекул. Она характеризует тепловое состояние тела. Температуру измеряют по абсолютной шкале в градусах Кельвина (К) и обозначают буквой T , либо по Международной практической системе единиц в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) и обозначают t . В качестве реперной точки этих двух температур взята тройная точка чистой воды, при которой все три фазы воды (лед, вода и пар) находятся в равновесии друг с другом. Температура в такой точке соответствует значениям 273,15 К и $0,01^{\circ}\text{C}$. Таким образом, связь между единицами измерения температуры в Кельвинах и Цельсиях можно выразить:

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

Абсолютное давление — это средняя сила, с которой молекулы вещества действуют на единицу площади сосуда. Обозначают абсолютное давление буквой p . Измеряют давление в ньютонах деленных на квадратный метр Н/м^2 или в паскалях Па ($1\text{Н/м}^2 = 1\text{Па}$). Так как эти единицы измерения для практических целей очень малы, то давление может измеряться в барах ($1\text{бар} = 10^5\text{Па}$). В технической системе (МКС) за единицу силы принимают килограмм-силу (кгс), тогда единица измерения давления может быть выражена кгс/м^2 ($1\text{кгс/м}^2 = 9,8\text{ Па}$). Эта единица измерения также мала, поэтому в технической системе за единицу измерения давления принимают техническую атмосферу ат тех. ($1\text{ ат тех.} = 10^4\text{ кгс/м}^2 = 1\text{кгс/см}^2 = 0,98\text{ бар}$). Давление также измеряют высотой столба жидкости. Например:

$$1\text{ ат тех.} = 735\text{ мм рт. ст.} = 10\text{ м вод. ст. (при } 0^{\circ}\text{C)}.$$

Следует сказать, что под действием давления и температуры столб жидкости может менять свой объем, поэтому давление рабочего тела жидкостным столбом измеряют при нормальных физических условиях (760 мм рт. ст. и 0°C). В этом случае атмосферу называют физической.

$$1\text{ ат физ.} = 1,033\text{ ат тех.} = 760\text{ мм рт. ст.} = 101,3\text{ кПа} = 10,33\text{ м вод. ст.}$$

Под абсолютным давлением понимают действительное давление рабочего тела внутри сосуда. Давление жидкостей, паров или газов обычно измеряют приборами барометрического типа, приборами манометрического типа и вакуумметрами. Барометры измеряют давление окружающей среды B . Манометры меряют разность между абсолютным давлением в сосуде и давлением в окружающей среде, то есть избыточное давление $p_{\text{и}}$. Следовательно, когда давление в сосуде превышает давление среды, абсолютное давление рабочего тела будет определяться:

$$p = B + p_{\text{и}}.$$

Вакуумметры показывают разность давления окружающей среды и абсолютного давления в сосуде, то есть разрежение или вакуум $p_{\text{в}}$. В этом случае абсолютное давление можно найти:

$$p = B - p_{\text{в}}.$$

Удельный объем — это объем, занимаемый рабочим телом массой 1 кг. Удельный объем обозначают буквой v и измеряют в кубических метрах

деленных на килограмм ($\text{м}^3/\text{кг}$). Если V это объем тела, м^3 , занимаемый массой M , кг, то $v = V/M$.

Обратной величиной удельному объему является плотность ρ ($\text{кг}/\text{м}^3$): $v = 1/\rho$ или $v \cdot \rho = 1$.

В каждом конкретном случае все параметры состояния рабочего тела однозначно связаны друг с другом. Зная эту зависимость и задавшись какими-либо двумя параметрами, можно найти остальные неизвестные параметры. Метод их определения зависит от того, в каком виде — аналитическом, графическом или табличном — представлена эта зависимость.

Аналитическая зависимость параметров состояния представляет собой *уравнение состояния*. Для идеального газа используется уравнение *Менделеева-Клапейрона*.

Для 1 кг газа оно запишется:

$$pv = RT.$$

Для газа массой M кг это уравнение примет вид:

$$pV = MRT.$$

$$\text{Для 1 киломоля газа: } pV_{\mu} = \frac{8314}{\mu} RT,$$

где R — газовая постоянная, независящая от состояния газа, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; V_{μ} — объем 1 киломоля газа, $\text{м}^3/\text{кмоль}$; μ — молярная масса газа, кмоль .

Для многих реальных газов уравнение состояния имеет очень громоздкий вид и для расчетов такое уравнение трудно использовать. Поэтому параметры состояния реальных газов, а также жидкостей определяют табличным или графическим способом.

В таблицах заносят массив значений параметров состояния вещества, из которого выбираются искомые значения при заданных двух параметрах состояния (обычно при температуре и давлении).

Для графического определения параметров состояния используют p - v , T - S и i - S диаграммы. На этих диаграммах наносят семейства изобар, изохор, изотерм и адиабат. Одно из свойств таких диаграмм состоит в том, что каждому состоянию рабочего тела соответствует точка на диаграмме. Для рассчитываемого состояния она лежит на пересечении линий двух исходных параметров.

При подводе одного и того же количества теплоты к различным телам они изменяют свою температуру на разную величину. Это происходит вследствие того, что тела обладают разной теплоемкостью. *Теплоемкостью* называют количество теплоты, которое необходимо сообщить телу, чтобы изменить его температуру на 1 градус.

В зависимости от того, в каких единицах задано количество вещества теплоемкость различают: массовую c $\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; объемную c' $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$; молярную c_{μ} $\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$.

Связь между ними выражается следующей зависимостью:

$$\tilde{n} = \frac{\tilde{n}'}{\rho} = \frac{\tilde{n}_\mu}{\mu}.$$

Если q — количества тепла, сообщаемого единице количества газа при изменении температуры газа от T_1 до T_2 то величина

$$c_m = \frac{q}{T_2 - T_1}$$

будет представлять собой среднюю теплоемкость в пределах $T_1 - T_2$.

Тогда количество сообщенной телу теплоты будет определяться:

$$Q = mc_m(T_2 - T_1) = V_i c'_m(T_2 - T_1) = c_{m\mu} n(T_2 - T_1),$$

где m — масса газа, кг; V_n — объем газа приведенный к нормальным физическим условиям, м³; n — число молей газа.

Первый и второй законы термодинамики

Первый закон термодинамики является частным случаем закона сохранения и превращения энергии. Этот закон утверждает, что энергия не исчезает и не возникает вновь, а лишь переходит из одного вида в другой в различных процессах. Значит, если телу сообщить количество теплоты Q , то оно израсходуется на изменение внутренней энергии тела ΔU и на совершение внешней работы L :

$$Q = \Delta U + L.$$

Это соотношение представляет собой аналитическое выражение первого закона термодинамики для неподвижных тел.

В дифференциальной форме этот закон можно записать

$$dq = du + dl, \text{ или } dq = du + pdv, \text{ или } du = dq - pdv. \quad (1)$$

Если в уравнение (1) подставить $pdv = d(pv) - vdp$ (связь между механической и технической работой), то получим

$$dq = du + d(pv) - vdp = d(u + pv) - vdp.$$

Выражение $(u + pv)$ является калориметрическим параметром состояния тела. В технической термодинамике этот параметр называют *энтальпией* и обозначают буквой H и измеряют в Дж, удельную энтальпию обозначают h и измеряют в Дж/кг, то есть

$$i = u + pv.$$

Энтальпия — это сумма внутренней энергии и упругостной энергии газа (потенциальной энергии давления).

Следовательно, первый закон термодинамики может быть записан так:

$$dq = di - vdp.$$

В изобарном процессе ($p = \text{const}$) $vdp = 0$, следовательно $dq = di$.

Для идеальных газов справедливы соотношения:

$$u = c_v T \quad \text{и} \quad pv = RT.$$

$$\text{Тогда } dh = c_v dT + R dT = (c_v + R) dT = c_p dT .$$

Второй закон термодинамики связан с необратимостью всех естественных процессов и является опытным законом, основывающимся на многовековых наблюдениях ученых, однако установлен он был только в середине XIX века. Являясь статическим законом, второй закон термодинамики отражает поведение большого числа частиц, входящих в состав изолированной системы. В системах, состоящих из малого количества частиц, могут иметься отклонения от второго закона термодинамики.

Самым вероятным состоянием изолированной термодинамической системы является состояние ее внутреннего равновесия, которому соответствует достижение максимального значения энтропии. Поэтому второй закон называют законом возрастания энтропии. В этой связи его можно сформулировать в виде следующего принципа: *энтропия изолированной системы не может убывать.*

Энтропия – это параметр состояния рабочего тела, устанавливающий связь между количеством теплоты и температурой. Для ее определения запишем уравнение первого закона термодинамики в таком виде

$$dq = c_v dT + p dv .$$

Разделим данное выражение на T , а p заменим на $p = RT/v$, получим:

$$\frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T} + \frac{RT dv}{Tv} \quad \text{или} \quad \frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T} + \frac{R dv}{v} .$$

Выражение говорит о том, что dq/T является полным дифференциалом некоторой функции s , являющейся параметром состояния, поскольку она зависит только от двух параметров состояния газа и не зависит от того, каким путем газ перешел из одного состояния в другое. Энтропию обозначают буквой S и измеряют в Дж/К. Энтропию, отнесенную к 1 кг газа, называют *удельной энтропией* и обозначают буквой s и измеряют в кДж/(К·кг).

Таким образом, $ds = dq/T$.

Второй закон термодинамики представляет собой обобщение изложенных положений и постулатов, применительных к тепловым двигателям и заключается в следующем:

1. Самопроизвольное протекание естественных процессов возникает и развивается при отсутствии равновесия между участвующей в процессе термодинамической системой и окружающей средой.

2. Самопроизвольно происходящие в природе естественные процессы, работа которых может быть использована человеком, всегда протекает лишь в одном направлении от более высокого потенциала к более низкому.

3. Ход самопроизвольно протекающих процессов происходит в направлении, приводящем к установлению равновесия термодинамической системы с окружающей средой, и по достижении этого равновесия процессы

прекращаются.

4. Процесс может протекать в направлении, обратном самопроизвольному процессу, если энергия для этого заимствуется из внешней среды.

Все эти формулировки, различающиеся по форме, эквивалентны друг другу по существу, так как они напрямую связаны с принципом невозможности убывания энтропии: $ds \geq 0$.

Термодинамические процессы

Работа теплоэнергетической установки сопровождается изменением состояния рабочего тела: возрастает или падает его давление, изменяется его температура или объем. Такое изменение, как говорилось ранее, называется термодинамическим процессом.

Расчет процесса изменения состояния рабочего тела необходим для определения результата и эффективности работы энергетической установки. Для расчета необходимо знать:

- два начальных параметра;
- характеристику термодинамического процесса;
- один из конечных параметров состояния.

Алгоритм расчета любого термодинамического процесса следующий:

- 1) определяют неизвестные начальные параметры из уравнения состояния рабочего тела;
- 2) находят неизвестные конечные параметры — по заданному значению одного из них и характеру процесса;
- 3) вычисляют работу, теплоту, изменение внутренней энергии в рассматриваемом процессе.

Методика определения работы, теплоты и изменения внутренней энергии зависит от вида рабочего тела: для реальных газов применяют графо-аналитический метод. Формулы для определения работы, теплоты и изменения внутренней энергии в типичных термодинамических процессах идеального приведены в следующей таблице.

Процесс	Характеристика процесса	Изменения внутренней энергии	Теплота	Работа
Изохорный	$v = \text{const},$ $\frac{p}{T} = \text{const}$	$\Delta u = q = c_{vm}(T_2 - T_1)$		$l = 0$
Изобарный	$p = \text{const},$ $\frac{v}{T} = \text{const}$	$\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1)$	$q = c_{pm}(T_2 - T_1)$	$l = p(v_2 - v_1) =$ $= R(T_2 - T_1)$

Изотермический	$T = \text{const},$ $pv = \text{const}$	$\Delta u = 0$	$q = l = T(S_2 - S_1) = RT \ln \frac{v_2}{v_1} =$ $= RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	
Адиабатный	$pv^k = \text{const}$	$\Delta u = \frac{1}{k-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1)$ $\Delta u = \frac{R}{k-1}(T_2 - T_1)$	$dq = 0$	$l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $l = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2)$
Политропный	$pv^n = \text{const}$	$\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1)$	$q = c(T_2 - T_1) =$ $= c_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1)$	$l = \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$ $l = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2)$

Изображение процессов на p-v и T-S диаграммах показано на рисунке.

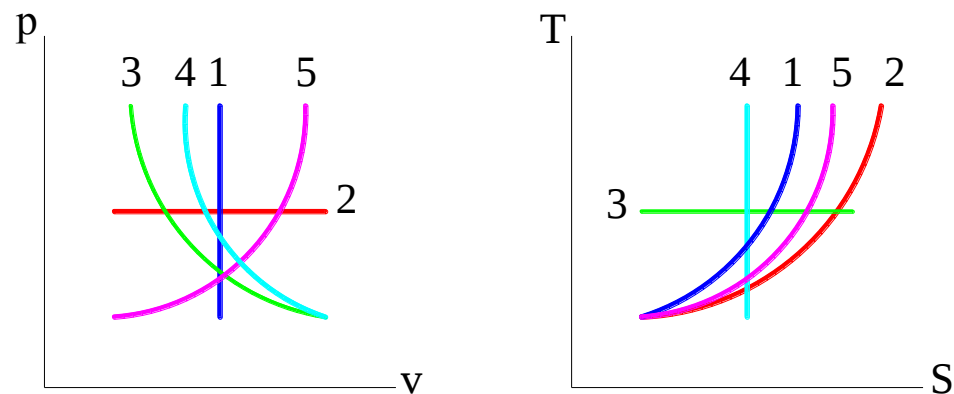


Рис. Термодинамические процессы:

1 – изохорный; 2 – изобарный; 3 – изотермический; 4 – адиабатный; 5 – политропный.

Водяной пар

Основные понятия и определения

В технике широко применяют в качестве рабочих тел пары различных веществ: воды, аммиака, хлористого метила и др. Наиболее широкое распространение получил водяной пар, являющийся рабочим телом большинства тепловых механизмов.

Промежуточное состояние вещества между состоянием реального газа и

жидкостью принято называть *парообразным* или просто *паром*.

Пары бывают *насыщенными* и *перегретыми*. Насыщенные пары разделяют на *сухие* насыщенные и *влажные* насыщенные.

Для выяснения свойств пара и особенностей каждого из его состояний рассмотрим процесс превращения жидкости в пар. Превращение жидкости в пар может протекать двумя различными путями: испарением и кипением.

Испарением называется процесс парообразования, происходящий только с поверхности жидкости и при любой температуре. Интенсивность испарения зависит от природы жидкости и ее температуры. Явление испарения заключается в том, что отдельные молекулы, находящиеся на поверхности жидкости и имеющие большие скорости по сравнению с другими молекулами, преодолевая силовое воздействие соседних молекул, создающих поверхностное натяжение, вылетают из жидкости в окружающее пространство.

Кипением называют процесс парообразования, происходящий во всей массе жидкости и при определенной температуре и давлении. Явление кипения заключается в следующем. В жидкостях всегда имеются растворенные газы. При сообщении теплоты жидкости, газы, находящиеся в ней, начинают расширяться, образуя газовые пузырьки. Испарение жидкости начинает происходить не только на поверхности, но и внутри пузырька, пузырь растет. Рост пузыря осуществляется до тех пор, пока внутри пузыря давление паров не станет равным давлению окружающей среды. Так как плотность пара меньше плотности воды, то пузыри отрываются и вытесняются жидкостью на поверхность, и там пар находящийся в них высвобождается.

Процесс обратный парообразованию, называется *конденсацией*. Этот процесс образования жидкости из пара также проходит при постоянной температуре, значение которой определяется величиной внешнего давления. Жидкость, образующаяся в результате конденсации, называют конденсатом.

При испарении жидкости в ограниченное пространство (закрытый сосуд), происходит одновременно и обратное ему явление – конденсация пара, обусловленное тем, что частицы пара, двигаясь во всех направлениях, самопроизвольно возвращаются в жидкость. Если скорость конденсации станет равной скорости испарения, то в системе наступит динамическое равновесие. Пар при этом имеет максимальную плотность и будет насыщенным. *Насыщенным* называют пар, находящийся в равновесии со своей жидкостью. Основное свойство этого пара состоит в том, что он имеет температуру, являющуюся зависимой от давления среды в которой происходит процесс кипения. Поэтому температура кипения иначе называется *температурой насыщения* и обозначается t_n . Давление, соответствующее t_n , называется *давлением насыщения* p_n .

Если объем насыщенного пара возрастает при $t_n = \text{const}$, то происходит процесс перехода некоторого количества жидкости в пар (скорость испарения больше скорости конденсации). Если объем пара уменьшается при $t_n = \text{const}$, то часть пара переходит в жидкость (скорость конденсации больше скорости

испарения). Но в обоих случаях давление пара p_n остается постоянным. Пар образовывается до тех пор, пока не испарится последняя капля жидкости. Этому моменту будет соответствовать состояние сухого насыщенного пара. Пар, образовываемый при неполном испарении жидкости, называется влажным насыщенным паром. Он является смесью сухого пара с кипящей жидкостью.

Массовая доля сухого пара во влажном паре называется степенью сухости или паросодержанием, и обозначается буквой x . Массовая доля жидкости во влажном паре называется степенью влажности и обозначается буквой y . Очевидно, что для влажного пара справедливо выражение $x + y = 1$.

Количество теплоты, которое необходимо сообщить при постоянном давлении 1 кг нагретой до температуры кипения жидкости для ее превращения в сухой насыщенный пар, называется скрытой теплотой парообразования. Удельную теплоту парообразования обозначают буквой r и измеряют в Дж/кг. Теплота парообразования складывается из

$$r = \rho + \psi, \quad (2.72)$$

где ρ – внутренняя теплота, расходуемая на дисгрегацию молекул; ψ – внешняя теплота, расходуемая на совершение работы расширения пара.

При подводе теплоты при постоянном давлении к сухому насыщенному пару, находящемуся в закрытом пространстве, его температура начинает увеличиваться, так как теплота уже не затрачивается на процесс парообразования. Пар, имеющий температуру большую, чем температура насыщения при заданном давлении, называется *перегретым паром*. Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщения при заданном давлении называют *степенью перегрева*. Поскольку плотность перегретого пара мала по сравнению с насыщенным, то в единице объема перегретого пара содержится меньше молекул, чем в единице объема насыщенного пара. И чем больше степень перегрева пара, тем сильнее перегретый пар приближается к идеальным газам.

Количество теплоты, необходимое для перевода 1 кг сухого насыщенного пара при постоянном давлении в перегретый пар с конечной температурой t , называется теплотой перегрева и определяется:

$$q_{\text{пер}} = c_p(t - t_n), \text{ кДж/кг.} \quad (2.73)$$

Фазовые состояния воды

На рис.2.15 и 2.16 приведены фазовые диаграммы кипения и парообразования в $p - v$ и $T - s$ и координатах для воды и водяного пара. На диаграммах изображены нижняя пограничная кривая, соответствующая $x = 0$ (жидкость на линии насыщения или кипящая жидкость) и верхняя пограничная кривая, соответствующая $x = 1$ (сухой насыщенный пар), где x – степень сухости пара. Пограничные кривые разделяют на диаграммах области жидкости (левее $x = 0$), влажного насыщенного пара (между $x = 0$ и $x = 1$) и

перегретого пара (правее $x = 1$). Нижняя и верхняя пограничные кривые сливаются в точке K , которая называется критической точкой (в этой точке кипящая жидкость минуя насыщение превращается в сухой насыщенный пар). Выше критической точки не существует видимой границы фазового перехода жидкости в пар.

Для воды параметры критической точки: критическое давление $p_{кр} = 22,115$ МПа; критическая температура $t_{кр} = 374,12$ °С; критический объем $v_{кр} = 0,003147$ м³/кг; критическая энтальпия $h_{кр} = 2095,2$ кДж/кг; критическая энтропия $s_{кр} = 4,4237$ кДж/(кг·К).

На диаграммах нанесены изобары ($p = \text{const}$) при $p < p_{кр}$ и $p > p_{кр}$, изохора ($v = \text{const}$), изотермы ($T = \text{const}$) при $T < T_{кр}$ и $T > T_{кр}$, адиабата ($s = \text{const}$) и линия постоянной степени сухости ($x = \text{const}$). Следует обратить внимание на то, что в области влажного насыщенного пара изобара совпадает с изотермой, а изобара при $p > p_{кр}$ и изотерма при $T > T_{кр}$ не пересекают пограничных кривых.

На изобаре произвольного давления $p < p_{кр}$ нанесены точки, соответствующие различным фазовым состояниям воды (рис. 2.15, 2.16,): А – состояние жидкости при температуре ниже температуры насыщения (кипения) ($t < t_n$); Б – жидкость в состоянии насыщения (кипения) при заданном давлении ($t = t_n$); Е – влажный насыщенный пар при температуре насыщения ($t_n = t_k$); В – сухой насыщенный пар при температуре $t = t_n$; Г – перегретый пар при $t > t_n$ при заданном давлении.

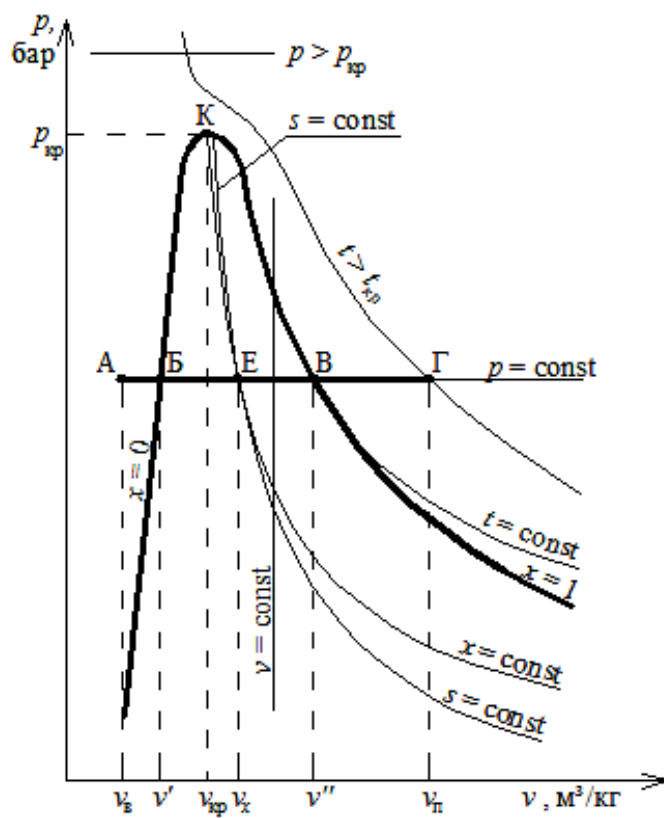


Рис.2.15. $p - v$ диаграмма водяного пара

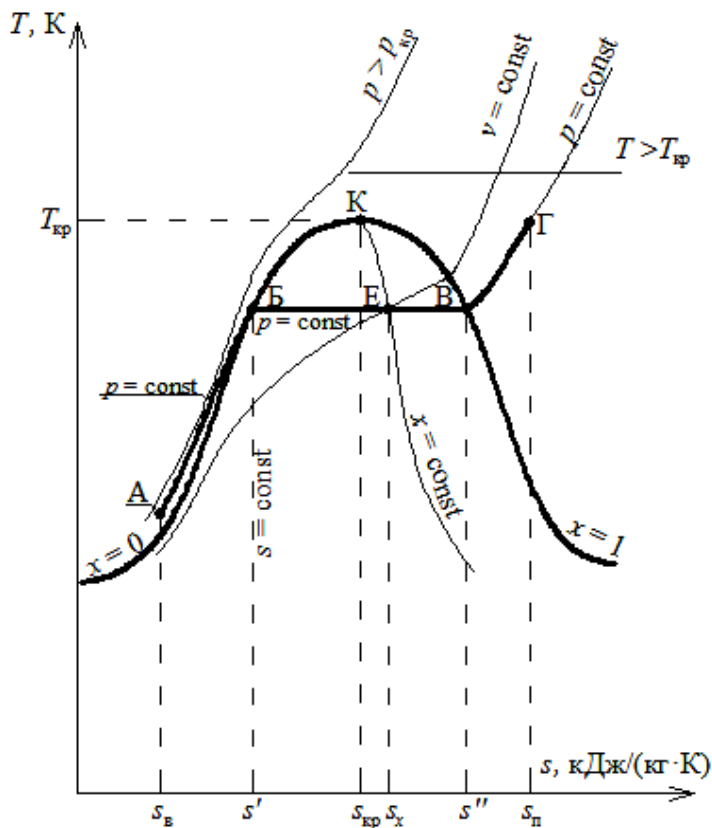


Рис.2.16. $T-s$ диаграмма водяного пара

Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара

Для определения параметров состояния воды и водяного пара служат таблицы термодинамических (теплофизических) свойств воды и водяного пара. Современные таблицы составлены с использованием Международной системы единиц СИ. В таблицах приняты следующие обозначения физических величин и их размерности:

p – давление, Па: $1 \text{ МПа} = 10^3 \text{ кПа} = 10^6 \text{ Па} = 10 \text{ бар}$;

T – температура, К;

t – температура, °C:

 ν – удельный объем, м³/кг;

h – удельная энтальпия, кДж/кг;

s – удельная энтропия, кДж/(кг·град).

В термодинамических расчетах принято параметры (кроме p и t) обозначать для жидкости при температуре насыщения (кипения) индексом "штрих" (v', h', s'), для сухого насыщенного пара индексом "два штриха" (v'', h'', s''), а для влажного насыщенного пара индексом "х" (v_x, h_x, s_x). В таблицах приводятся также значения удельной теплоты парообразования $r = h'' - h'$ и

разности энтальпии в состоянии насыщения s'' и s' .

Для влажного насыщенного пара (степень сухости $0 < x < 1$) параметры пара рассчитываются по формулам:

$$v_x = v' + x(v'' - v'); \quad (2.74)$$

$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + x \cdot r; \quad (2.75)$$

$$s_x = s' + x(s'' - s'). \quad (2.76)$$

Причем, $v' < v_x < v''$; $h' < h_x < h''$; $s' < s_x < s''$.

Для жидкости при $t < t_n$ и для перегретого пара при $t > t_n$ параметры воды и пара находятся по таблице перегретого пара

При $p \leq p_{кр} = 22,115$ МПа таблица поделена горизонтальной линией на две части: верхняя – для области жидкости; нижняя – для перегретого пара. Граница раздела этих областей проходит при $t = t_n$.

При $p > p_{кр}$ нет видимого фазового перехода воды в пар и вещество остается однородным (жидкость или пар). Условная граница между жидкостью и паром в этом случае может приниматься по критической изотерме.

Внутренняя энергия для воды и водяного пара в таблицах не приводится, она определяется по формуле:

$$u = h - p \cdot v. \quad (2.77)$$

Если u и h имеют размерность кДж/кг, то давление должно быть выражено в кПа, а удельный объем в м³/кг.

Диаграмма $h - S$ (энтальпия – энтропия) находит широкое применение при расчетах паровых процессов и циклов теплоэнергетических установок.

Для практических целей диаграмма $h - s$ выполняется не для всех фазовых областей воды, а только для ограниченной области водяного пара (рис. 2.17).

На рабочей диаграмме $h - s$ наносится густая сетка изобар, изохор, изотерм и линий постоянной степени сухости x . Как уже отмечалось, в области влажного насыщенного пара изотерма совпадает с изобарой, причем геометрически это прямые линии. Чем выше давление, тем изобара круче и ближе к оси ординат.

На практике расчету подлежат четыре основных термодинамических процесса изменения состояния воды и водяного пара: изобарный ($p = \text{const}$), изохорный ($v = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$), адиабатный ($dq = 0$). Изображение указанных процессов в диаграммах $p - v$ и $T - s$ показано на рис.

2.15 и 2.16.

Состояние влажного насыщенного пара определяется в технике давлением p и степенью сухости x . Точка, изображающая это состояние, находится на пересечении изобары и линии $x = \text{const}$. Состояние перегретого пара определяется давлением p и температурой t . Точка, изображающая состояние перегретого пара лежит на пересечении соответствующей изобары и изотермы.

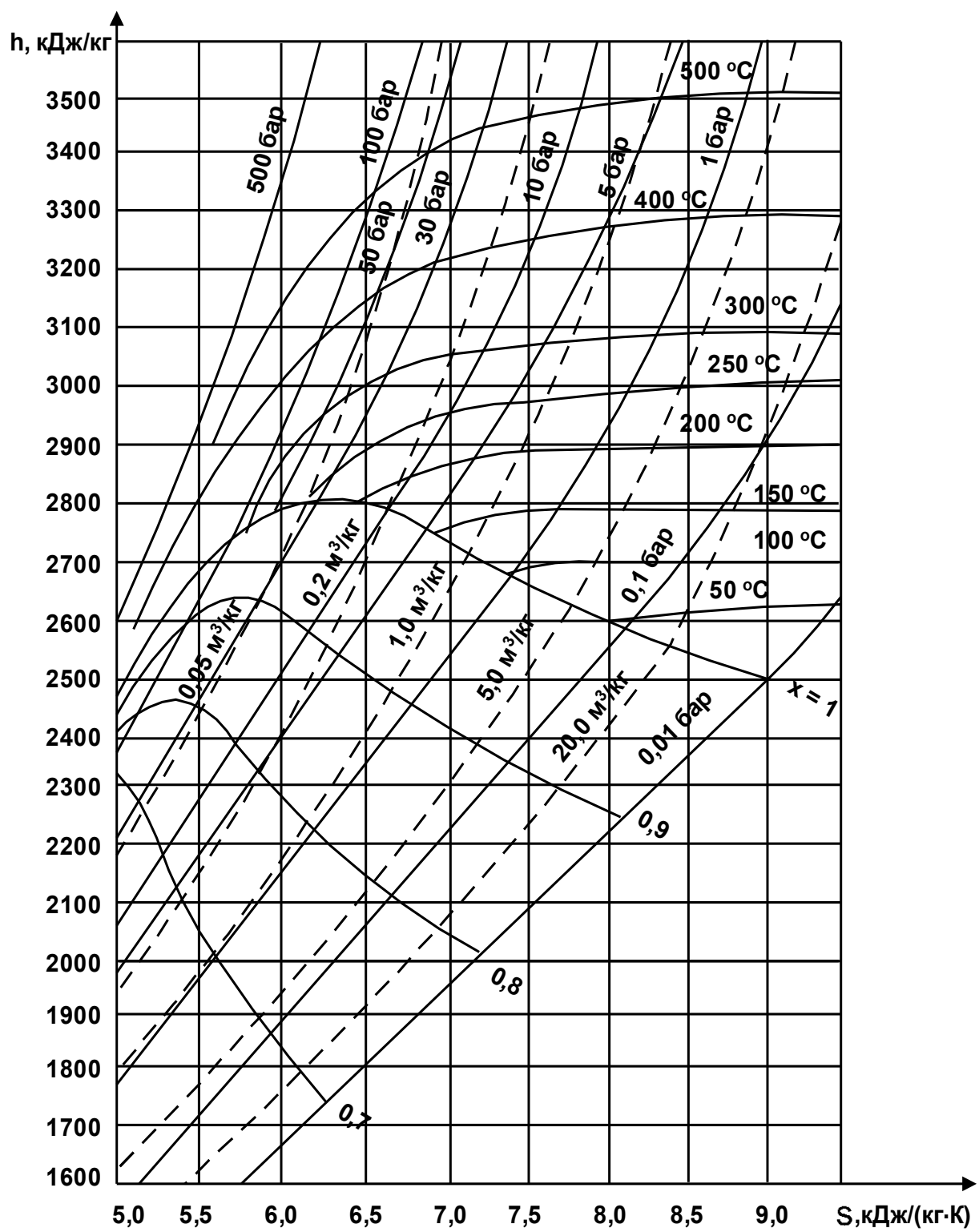


Рис. 2.17 Рабочая $h-s$ диаграмма водяного пара

Расчет термодинамических процессов водяного пара

Расчеты основных процессов водяного пара можно проводить как аналитическим, так и графическим методом, с применением $h - s$ диаграммы. Аналитический метод сложен из-за громоздкости уравнений состояния водяного пара.

В таблице 2.4 приведены расчетные формулы для определения количества теплоты, работы изменения объема, и изменения внутренней энергии для основных термодинамических процессов.

Таблица 2.4: Расчетные формулы основных термодинамических процессов

Процесс	q , кДж/кг	l , кДж/кг	Δu , кДж/кг
$p = \text{const}$	$h_2 - h_1$	$p (v_2 - v_1)$	$h_2 - h_1 - p (v_2 - v_1)$
$v = \text{const}$	$u_2 - u_1$	0	$h_2 - h_1 - v (p_2 - p_1)$
$T = \text{const}$	$T (s_2 - s_1)$	$q - \Delta u$	$h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1)$
$dq = 0$	0	$u_1 - u_2$	$h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1)$

Влажный воздух

Влажный воздух представляет собой механическую смесь сухого воздуха и водяного пара.

Влажный воздух называют *ненасыщенным*, если водяной пар находится в нем в перегретом состоянии, и *насыщенным*, если водяной пар в воздухе сухой насыщенный. Бывает *пересыщенный* влажный воздух, когда в нем кроме водяного пара присутствует капельная влага.

Состояние влажного воздуха характеризуется абсолютной влажностью, относительной влажностью и влагосодержанием.

Абсолютной влажностью воздуха называется массовое количество водяного пара в 1 м³ влажного воздуха (ρ_n , кг/м³). Численное значение абсолютной влажности воздуха равно плотности водяного пара, содержащегося в воздухе, т.е. $\rho_n = 1/v_n$, где $v_n = f(p_n, t)$.

Относительная влажность воздуха (φ) есть отношение абсолютной влажности воздуха (ρ_n) к максимально возможной влажности при той же температуре, равной абсолютной влажности насыщенного воздуха ($\rho'' = 1/v''$, где $v'' = f(t = t_n)$):

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho''} = \frac{v''}{v_n} = \frac{p_n}{p''}, \quad (2.78)$$

где p_n – парциальное давление насыщенного водяного пара при температуре

влажного воздуха.

Температуру, при которой достигается состояние насыщения водяного пара при заданном парциальном давлении, называют *температурой точки росы* $t_p = t_n = f(p_{\text{п}})$. Снижение температуры ниже этой температуры приведет к образованию капельной влаги во влажном воздухе.

Влагосодержание пара определяется отношением массы пара к массе сухого воздуха:

$$d_{\text{п}} = \frac{m_{\text{п}}}{m_{\text{с.в}}} = 622 \frac{p_{\text{п}}}{B - p_{\text{п}}} = 0,622 \frac{p_{\text{п}}}{B - p_{\text{п}}}, \text{ г/кг с.в.}, \quad (2.79)$$

где B – общее (атмосферное) давление влажного воздуха:

$$B = p_{\text{с.в}} + p_{\text{п}}. \quad (2.80)$$

Энтальпия влажного воздуха рассчитывается на 1 кг сухого воздуха и при размерности кДж/(кг с.в.) находится:

$$h = t + \frac{d_{\text{п}}}{1000} (2501 + 1,93t) + \frac{d_{\text{ж}}}{1000} 4,187t, \quad (2.81)$$

где $d_{\text{п}}$, $d_{\text{ж}}$ – влагосодержание пара и жидкости (воды) в г/кг с.в; $t = c_{p \text{ с.в}} (t - 0)$ – энтальпия сухого воздуха при $c_{p \text{ с.в}} = 1$ кДж/(кг·град); $h_{\text{п}} = (2501 + 1,93 t)$ – энтальпия пара, где $r_0 = 2501$ кДж/кг – удельная теплота парообразования при 0 °С и $c_{p \text{ п}} = 1,93$ кДж/(кг·град) – изобарная теплоемкость пара; $h_{\text{ж}} = 4,187 t$ – энтальпия воды, где $c_{p \text{ ж}} = 4,187$ кДж/(кг·град) – изобарная теплоемкость воды.

Для определения величин, характеризующих состояние влажного атмосферного воздуха, используются таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара и диаграмма $h - d$ влажного воздуха.

Диаграмма $h - d$ позволяет графически определить основные параметры атмосферного влажного воздуха и изобразить его основные процессы.

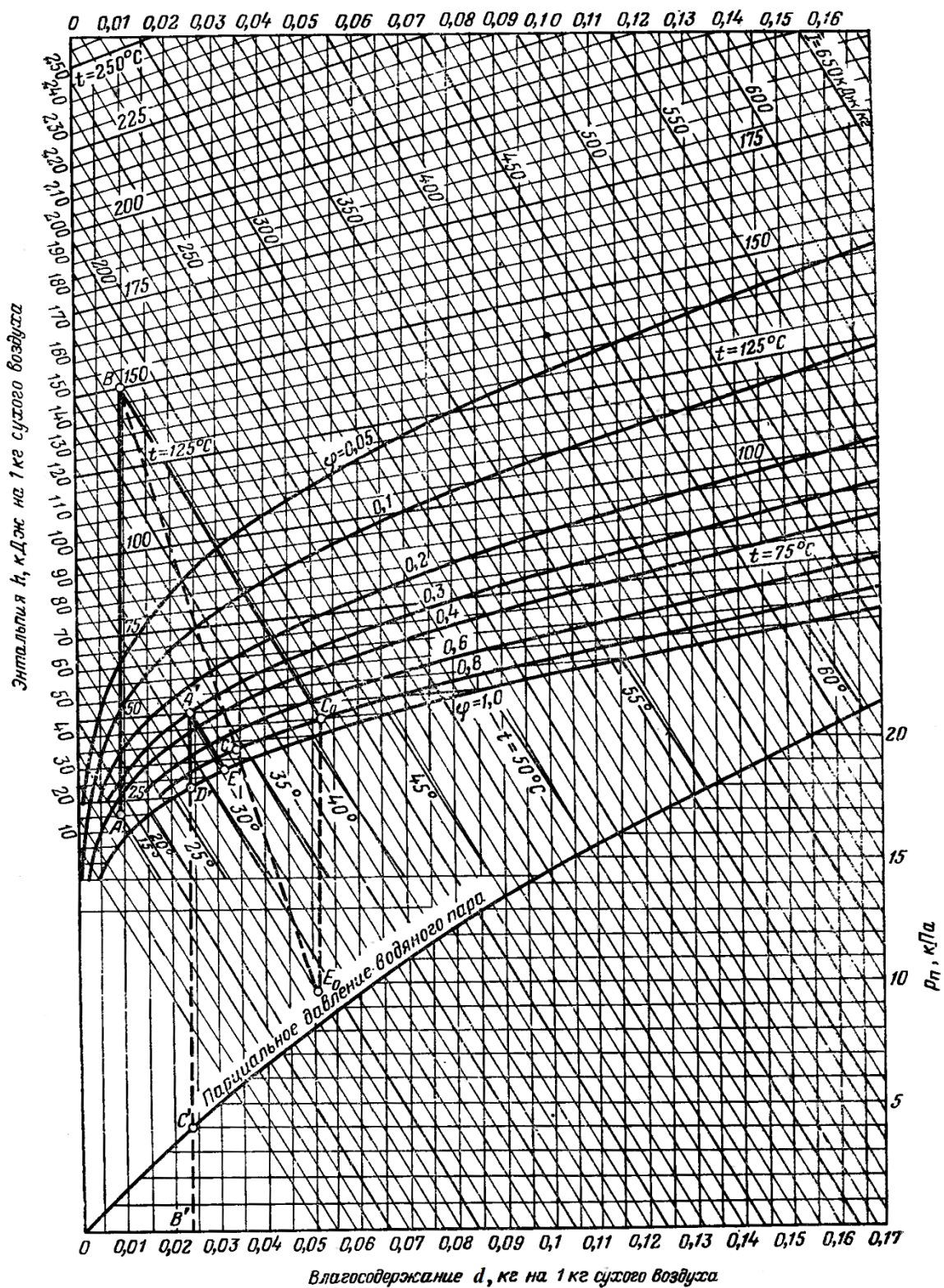


Рис. 2.18. $h - d$ диаграмма влажного воздуха

На рис. 2.18 приведена диаграмма $h - d$ влажного воздуха, на которой ось

абсцисс отложены величины влагосодержания d , г/кг с.в, по оси ординат – энтальпии h , кДж/кг с.в. Все линии $h - d$ диаграммы построены по расчетному выражению энтальпии h (2.81) атмосферного воздуха.

На рис. 2.19 на сетке диаграммы $h - d$ показаны основные процессы влажного атмосферного воздуха.

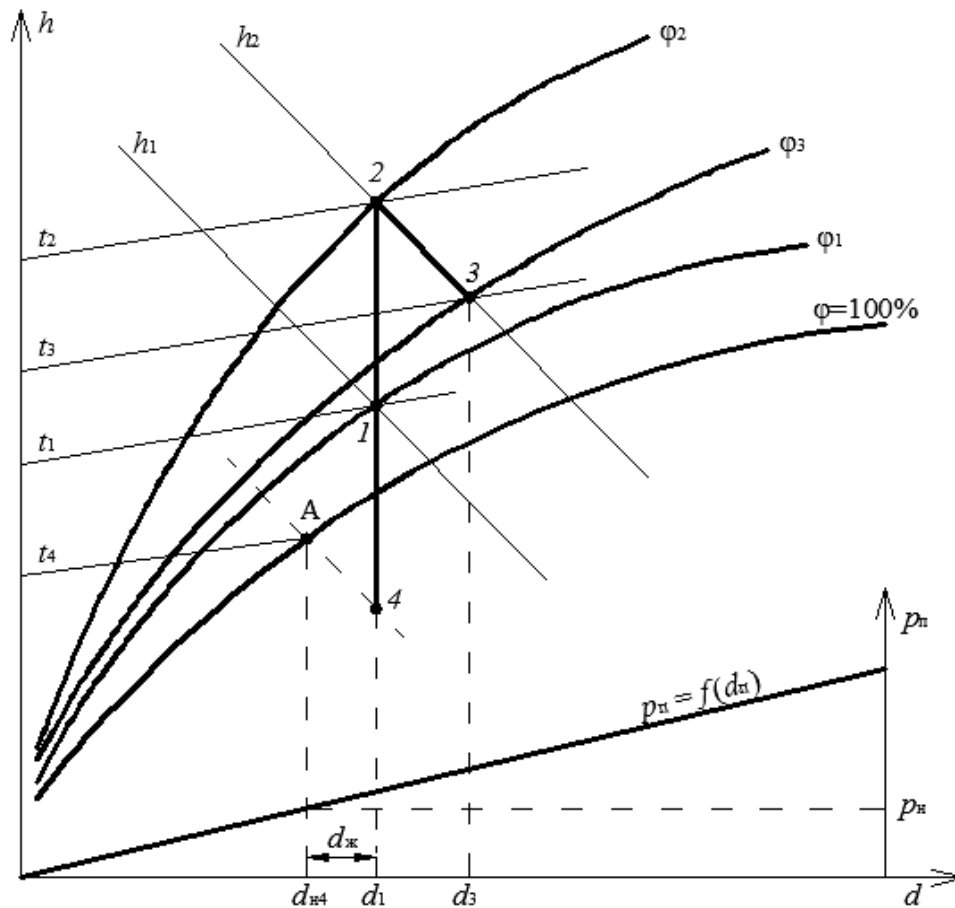


Рис. 2.19 Построение основных процессов на $h-d$ диаграмме

Для увеличения области ненасыщенного влажного воздуха диаграмма $h - d$ строится в косоугольной системе координат с осями под углом 135° .

Линия $\varphi = 100\%$ соответствует насыщенному влажному воздуху, выше которой расположена область ненасыщенного влажного воздуха, а ниже – область пересыщенного влажного воздуха (область тумана). Линии $h = \text{const}$ прямые линии, расположенные под углом 135° к оси ординат. Изотермы также прямые линии, причем с повышением температуры увеличивается угол наклона изотермы (но очень незначительно).

На диаграмме нанесены изотермы мокрого термометра психрометра (пунктирные прямые). При $\varphi = 100\%$ $t_m = t_{c.v.}$. Продолжение пунктирных линий ниже $\varphi = 100\%$ будет соответствовать изотермам в области тумана.

В нижней части диаграммы построена зависимость парциального

давления водяного пара от влагосодержания пара $p_n = f(d_n)$. Эта зависимость дана в прямоугольной системе координат.

Процесс нагрева 1–2 при $d = \text{const}$. Количество водяного пара в воздухе остается неизменным, энтальпия и температура возрастают, а относительная влажность уменьшается $\phi_2 < \phi_1$. При нагреве воздуха затрачивается теплота $q = h_2 - h_1$, кДж/кг с.в., а потенциальная возможность воздуха по забору в себя водяного пара (испарению влаги) возрастает.

Процесс сушки 2–3 при отсутствии теплообмена воздуха с внешней средой и одинаковых температурах воздуха и содержащего влагу материала в начале процесса сушки (точка 2) протекает при постоянной энтальпии $h_2 = \text{const}$. Это обусловлено тем, что теплота воздуха, идущая на испарение влаги из материала, по закону сохранения энергии возвращается в воздух с испаренной влагой. При этом температура воздуха уменьшается, влагосодержание пара возрастает, а энтальпия воздуха остается постоянной.

Количество испаренной влаги одним кг сухого воздуха определяется как:

$$\Delta d = d_3 - d_2, \text{ г/кг с.в.}; \quad (2.82)$$

расход сухого воздуха на испарение 1 кг влаги определяется выражением:

$$G_{\text{с.в.}} = 1000/(d_3 - d_2), \text{ кг с.в./ кг исп. влаги.} \quad (2.83)$$

Процесс охлаждения 1–4. Это процесс обратный нагреву. В случае если он завершается ниже $\phi = 100 \%$ (как на рис. 2.19), из воздуха выпадает капельная влага в количестве

$$d_{\text{ж}} = d_1 - d_{\text{н4}}. \quad (2.84)$$

Влагосодержание пара $d_{\text{н4}}$ в точке 4 определяется по точке А на $\phi = 100 \%$, т.к. на изотерме t_4 максимальное влагосодержание пара ($d_{\text{н4}}$) будет при $\phi = 100 \%$. По этой же точке А определяется и парциальное давление пара $p_{\text{п4}}$, оно соответствует давлению насыщения при температуре t_4 .

Истечение газов и паров

При перемещении газа с большой скоростью, пренебрегать изменением кинетической энергией движущихся масс нельзя, поэтому уравнения первого закона термодинамики и будут иметь другой вид.

Предположим, что по каналу переменного сечения под действием сил давления движется газовый поток. При этом будем считать:

1) движение газа по каналу установившееся и неразрывное. Это означает, что расход массы газа G в единицу времени будет постоянен для любого сечения и для любого момента времени:

$$G = \frac{Fv}{v} = \text{const}, \quad (2.85)$$

где F – площадь поперечного сечения канала, м^2 ; c – скорость газа рассматриваемом сечении, м/с ; v – удельный объем газа $\text{м}^3/\text{кг}$;

2) скорости по сечению, перпендикулярному оси канала, постоянны. Это допущение равносильно тому, что в каждом сечении берется средняя по расходу скорость;

3) трением частиц газа друг о друга и о стенки канала пренебрегаем.

Очевидно, что количество подводимого тепла на участке между двумя произвольно выбранными будет расходоваться на изменение внутренней энергии Δu , на совершение работы проталкивания l' и на приращение кинетической энергии газа $0,5(c_2^2 - c_1^2)$ при его перемещении:

$$dq = du + dl' + \frac{1}{2}dc^2. \quad (2.86)$$

Работа проталкивания представляет собой разность

$$l' = p_2 v_2 - p_1 v_1 \text{ или } l' = R(T_2 - T_1). \quad (2.87)$$

Располагаемая работа l_0 , которую может произвести 1 кг движущегося газа над внешним объектом, можно найти:

$$l_0 = \frac{1}{2}dc^2 = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (2.88)$$

При адиабатном истечении первый закон термодинамики будет иметь вид:

$$du + dl' + \frac{1}{2}dc^2 = 0, \quad (2.89)$$

$$\text{или } u_2 - u_1 + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = 0;$$

$$h_2 - h_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = 0. \quad (2.90)$$

$$\text{Тогда } -dh = \frac{1}{2}dc^2, \quad (2.91)$$

Таким образом, приращение кинетической энергии происходит за счет уменьшения его энтальпии.

Изменение энтальпии можно также найти, подставив в выражение значение располагаемой работы:

$$h_1 - h_2 = h_0 = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (2.92)$$

Исходными для определения скорости газового потока c при установившемся движении в произвольном сечении сопл и диффузоров являются уравнения (2.91) и (2.92) из которых следует:

$$c = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2h_0}, \quad (2.93)$$

$$\text{или } c = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)}, \quad c = \sqrt{\frac{2kR}{k-1}(T_1 - T_2)}, \quad (2.94)$$

$$\text{или } c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(p_2/p_1 \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_1 \left[1 - \left(p_2/p_1 \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (2.95)$$

Массовый секундный расход газа при адиабатном стационарном течении с учетом, что $v_2 = v_1 (p_1/p_2)^{\frac{1}{k}}$, определяется:

$$G = \frac{fc}{v_2} = f \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (2.96)$$

При определении скорости истечения и расхода прежде всего находят отношение (p_1/p_2) и сравнивают его с так называемым критическим отношением, которое соответствует максимальному расходу газа в устье сопла, определяемым из равенства

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.97)$$

Если же адиабатное истечение газа происходит при $\left(\frac{p_2}{p_1} \right) \leq \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр}$, то теоретическая скорость газа в устье сопла будет равна критической скорости и определяться по уравнению

$$c_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1} \quad \text{или} \quad c_{кр} = \sqrt{2(h_1 - h_{2кр})} \quad (2.98)$$

Расход газа в этом случае будет максимальный и может быть вычислен по уравнению:

$$G_{\max} = f \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (2.99)$$

Для получения сверхзвуковых скоростей и паров в паровых и газовых турбинах применяют комбинированные сопла Лавалья (рис. 2.20).

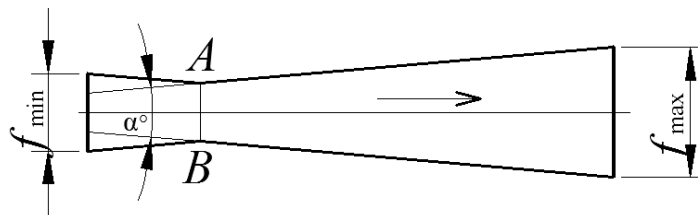


Рис.2.20. Сопло Лавалья

Первая часть сопла является суживающейся, вторая – расширяющейся. В этом случае первая часть сопла будет работать как дозвуковая, а вторая как сверхзвуковая и в горловине этих сопел (самом узком месте) будет устанавливаться скорость равная скорости звука, определяемая параметрами $p_{кр}$, $v_{кр}$.

Площадь минимального сечения сопла определяется по формуле

$$f_{min} = \frac{G_{max} v_{кр}}{c_{кр}}. \quad (2.100)$$

Площадь выходного сечения сопла

$$f_2 = f_{max} = \frac{c_{кр} v_2}{c v_{кр}}, \quad (2.101)$$

где v_2 – удельный расход газа при давлении среды p_2 .

Длина расширяющейся части сопла определяется по уравнению

$$l = \frac{d_2 - d_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}, \quad (2.102)$$

где d_2 и d_{min} – соответственно диаметры выходного и минимального сечений, α – угол конусности расширяющейся части.

Действительная скорость истечения всегда меньше теоретической, так как процесс истечения связан с наличием трения. Если обозначить действительную скорость истечения через c_d , то потеря кинетической энергии струи будет

$$\frac{\tilde{n}^2 - \tilde{n}_a^2}{2} = \zeta \frac{\tilde{n}^2}{2}, \quad (2.103)$$

$$\text{откуда } \tilde{n}_a = \tilde{n} \sqrt{1 - \zeta}. \quad (2.104)$$

$$\text{Обозначив } \varphi = \sqrt{1 - \zeta}, \text{ получаем } c_d = c \varphi. \quad (2.105)$$

Коэффициент φ называют скоростным коэффициентом сопла, а коэффициент ζ – коэффициентом потери энергии.

Часть кинетической энергии в результате трения превращается в теплоту, которая при отсутствии теплообмена повышает энтальпию рабочего тела, вытекающего из сопла. Поэтому состояние газа или пара в конце действительного процесса истечения в h – s диаграмме изображается точкой, всегда расположенной правее точки, характеризующей состояние рабочего тела в идеальном процессе истечения.

Циклы тепловых двигателей

Круговой процесс (цикл)

Круговым процессом или *циклом* называют совокупность термодинамических процессов, в результате осуществления которых рабочее тело возвращается в исходное состояние. На диаграммах цикл изображается замкнутой фигурой, границы которой представляют собой линии термодинамических процессов, составляющих цикл. Циклы бывают *прямые*, совершаемые по часовой стрелке и *обратные*, совершаемые против часовой стрелки. Необходимость составления и расчетов циклов состоит в том, что работа тепловых установок представляет собой повторение одного и того же цикла.

Рассмотрим, как должно происходить изменение состояния рабочего тела в непрерывно работающем двигателе (рис. 6).

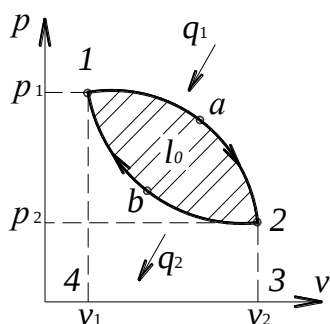


Рис. 6. Цикл непрерывно работающего двигателя

Пусть при подводе теплоты q_1 рабочее тело из начального состояния 1, расширяясь, переходит через точку a в конечное состояние 2, тогда полученная работа при расширении газа будет измеряться площадью фигуры $f1a2341$. Чтобы вернуть рабочее тело в исходное состояние его нужно сжать от v_2 до v_1 по линии $2-b-1$. Работа, затраченная на сжатие газа, будет описываться площадью фигуры $f1b2341$, а количество отведенной теплоты в процессе сжатия будет q_2 . Так как $f1a2341 > f1b2341$, то полученная работа при совершении цикла будет определяться

$$l_0 = f1a2341 - f1b2341 = f1a2b1,$$

$$\text{или } l_0 = q_0 = q_1 - q_2.$$

Полученная работа может быть использована для привода машин и механизмов и поэтому называется полезной работой.

Полезная работа кругового процесса l_0 изображается в $p-v$ диаграмме площадью, заключенной внутри замкнутого контура цикла. При этом цикл называется *обратимым*, если он состоит из обратимых процессов, в противном случае цикл называется *необратимым*. Количество теплоты q_0 , превращенное в работу цикла, изображается в $T-s$ диаграмме площадью, заключенной внутри замкнутого контура цикла. Очевидно, что эта же площадь будет представлять и величину работы за один цикл.

Степень совершенства превращения теплоты в работу в круговых процессах характеризуется термическим к. п. д.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l_0}{q_1}.$$

Цикл Карно

Цикл Карно, названный в честь французского инженера С. Карно, решает вопрос о максимальной доле теплоты, которая может превратиться в механическую энергию. Он состоит из двух адиабат и двух изотерм (рис.7.2), таким образом, являясь обратимым циклом

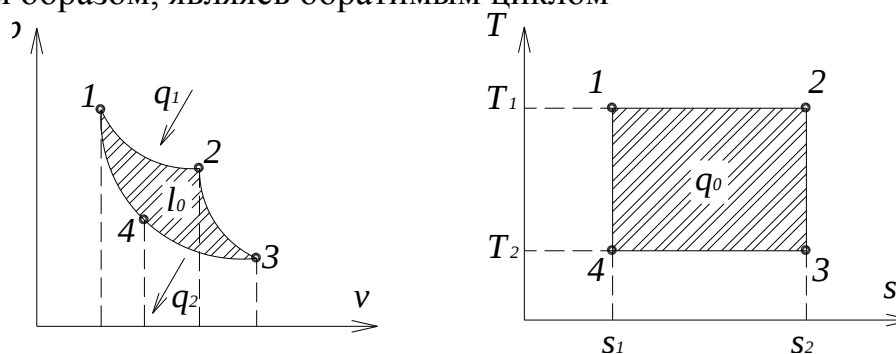


Рис. 7. Цикл Карно в координатах $p - v$ и $T - s$

Рабочее тело массой 1 кг заключено в сосуд, стенки которого изолированы, чтобы была возможность совершать адиабатные процессы. Газ, имея начальные параметры 1, участвует в изотермическом процессе, который осуществляется при сообщении тепла q_1 от источника с температурой T_1 . На $T - s$ диаграмме эта теплота будет изображена площадью расположенной под линией 1–2 и будет найдена как

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1).$$

От точки 2 газ адиабатно расширяется до конечной точки 3. Полная работа расширения в $p - v$ диаграмме измеряется площадью под линией 1–2–3. В $T - s$ диаграмме адиабата расширения 2–3 пойдет вниз, так как температура рабочего тела снижается из-за уменьшения внутренней энергии, затрачиваемой на работу расширения газа.

Из конечного состояния точки 3 рабочее тело можно вернуть в исходное состояние в точку 1, если его сжать. Карно предложил осуществить процесс сжатия по изотерме 3–4, при этом газ должен отдавать теплоту источнику с температурой T_2 :

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1).$$

Конец изотермического сжатия выбирают так, чтобы газ, сжимаясь,

вернулся бы в исходное состояние 1, но уже по адиабате 4–1. Суммарная работа, затрачиваемая на сжатие газа, в $p-v$ диаграмме измеряется площадью под линией 1–4–3.

Полезная работа в цикле Карно изображается на $p-v$ диаграмме площадью f_{12341} , а теплота, превращенная в работу, изображается на $T-s$ диаграмме — площадью f_{12341} .

Термический к. п. д. для цикла Карно будет определяться

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_2} = \frac{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Отсюда следует:

- 1) к. п. д. цикла Карно зависит от температур источника теплоты и охладителя;
- 2) к. п. д. цикла Карно увеличивается при возрастании температуры T_1 источника теплоты и при уменьшении температуры T_2 охладителя;
- 3) к. п. д. цикла Карно всегда меньше 1, так как невозможно осуществить процесс, в котором $T_1 = \infty$ или $T_2 = 0$;
- 4) к. п. д. цикла Карно при $T_1 = T_2$ равен нулю, а значит невозможно превратить теплоту в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру.

Характерная особенность цикла Карно состоит в том, что его к. п. д. не зависит от природы работающего тела, то есть при данных T_1 и T_2 он будет одинаков не только для идеальных, но и для реальных газов. Это положение известно как теорема Карно. Вместе с тем к. п. д. цикла Карно будет всегда больше к. п. д. любого другого цикла в тех же пределах температур, это доказывает, что цикл Карно является *идеальным циклом*. На практике же тепловые двигатели по нему не работают.

Если цикл Карно осуществлять в обратном направлении, то есть вести процессы расширения по адиабате и затем по изотерме с отбором теплоты от холодного источника, а процессы сжатия по адиабате и изотерме с отдачей горячему источнику, то на это потребуется затрата работы извне. Такой *обратный* цикл Карно является идеальным циклом для холодильных установок.

Для холодильных установок эффективность цикла, в котором полезным эффектом является теплота, отведенная от объектов охлаждения в холодильной камере q_2 , будет оцениваться *холодильным коэффициентом*, который определяется:

$$\xi = \frac{q_2}{l_0} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{1}{T_1/T_2 - 1},$$

где l_0 — затраченная теплота в цикле.

Из полученного следует, что холодильный эффект может быть как больше, так и меньше единицы.

Для установок, в которых теплота q_1 , отдаваемая высокотемпературной среде, является полезным эффектом, эффективность цикла будет оцениваться *отопительным коэффициентом*, рассчитываемым по формуле:

$$\varepsilon = \frac{q_1}{l_0} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{1}{1 - T_2/T_1}.$$

Так как температура горячего источника T_1 всегда больше холодного источника T_2 , то отопительный коэффициент будет всегда больше единицы.

Циклы двигателей внутреннего сгорания

К двигателям внутреннего сгорания (ДВС) относятся такие поршневые тепловые машины, в которых подвод теплоты к рабочему телу заменяется непосредственным сжиганием топлива в смеси с воздухом внутри самого двигателя. В зависимости от принципа действия ДВС принимают, что топливо в них теоретически может сгорать при постоянном объеме ($v = \text{const}$), или при постоянном давлении ($p = \text{const}$), а в некоторых случаях сначала при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении (смешанный подвод теплоты). Поршневой принцип осуществляется в двигателях только малой мощности (примерно до 30 МВт), при малых мощностях эти двигатели дают более высокий к. п. д., чем турбинные установки.

Работа поршневых ДВС обычно оценивается с помощью индикаторной диаграммы, которая показывает взаимосвязь изменения давления и объема в цилиндре двигателя при движении поршня.

В качестве величин, характеризующих циклы ДВС, применяют следующие:

ε — *степень сжатия*, $\varepsilon = v_1/v_2$ — это отношение объема в начале сжатия, к объему в конце сжатия;

ρ — *степень предварительного расширения*, $\rho = v_3/v_2$ — это отношение объема в конце подвода теплоты к объему в начале подвода теплоты;

λ — *степень повышения давления*, $\lambda = p_3/p_2$ — это отношение давления в конце подвода теплоты к давлению в начале подвода теплоты.

В двигателях со сгоранием топлива при *постоянном объеме* в цилиндр поступает горючая смесь, состоящая из топлива и воздуха. Смесь сжимается поршнем, в конце сжатия поджигается электрической искрой и сгорает. Образующиеся при сгорании газы совершают работу и после чего выбрасываются из цилиндра. Рабочий процесс двигателя повторяется.

Если горючая смесь, поступающая в двигатель, представляет собой смесь жидкого топлива и воздуха, образующуюся в карбюраторе, то двигатель называют *карбюраторным*. Если это смесь газообразного топлива и воздуха, то

двигатель называют *газовым*.

Цикл двигателя, работающего со сгоранием топлива при постоянном объеме, носит название *цикла Отто* (рис. 8).

В двигателях со сгоранием топлива при *постоянном давлении* в цилиндр поступает чистый воздух, который сжимается поршнем, при этом температура воздуха повышается до температуры воспламенения топлива. В конце сжатия в цилиндр впрыскивается топливо, которое там воспламеняется. Сгорание топлива происходит при рабочем ходе поршня, поэтому давление в цилиндре не изменяется, а сами продукты сгорания, расширяясь, производят работу. После этого отработанные газы удаляются в атмосферу. По такому принципу работают компрессорные дизели. Цикл работы этих двигателей называется *циклом Дизеля* (рис. 9).

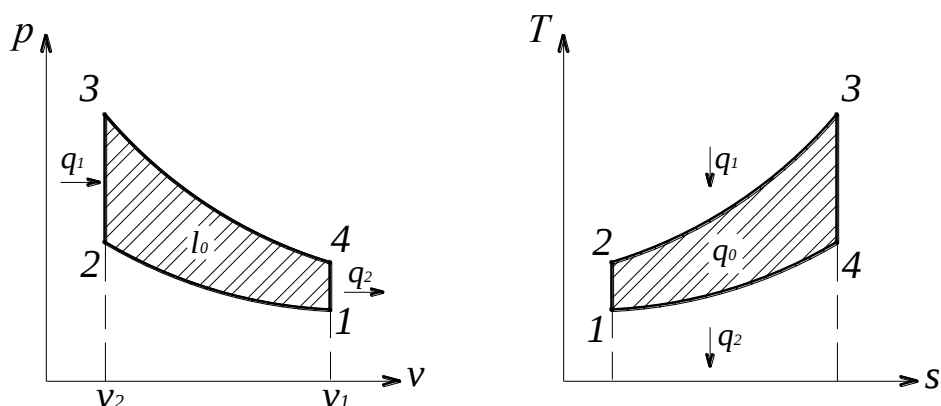


Рис. 8. Цикл Отто: 1–2 — адиабатное сжатие горючей смеси; 2–3 — подвод теплоты при постоянном объеме (сгорание смеси); 3–4 — расширение рабочего тела (рабочий ход поршня); 4–1 — отвод теплоты (выпуск отработанных газов) в окружающую среду

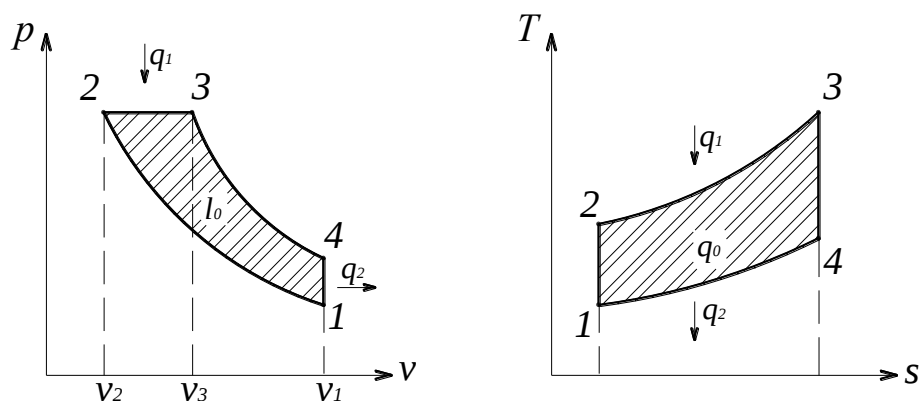


Рис. 9. Цикл Дизеля: 1–2 — адиабатное сжатие горючей смеси; 2–3 — подвод теплоты при постоянном давлении (сгорание смеси); 3–4 — расширение рабочего тела (рабочий ход поршня); 4–1 — отвод теплоты (выпуск отработанных газов) в окружающую среду

Двигатели со смешанным подводом теплоты называются безкомпрессорными, и работают они следующим образом. Часть топлива впрыскивается в сжатый воздух, смесь воспламеняется и горит при постоянном объеме, другая часть топлива сгорает при постоянном давлении, когда поршень начинает двигаться за счет совершения работы продуктами сгорания. Отработанные газы выбрасываются в атмосферу, и работа двигателя повторяется. Цикл работы таких двигателей называется *циклом Тринклера* (рис. 10).

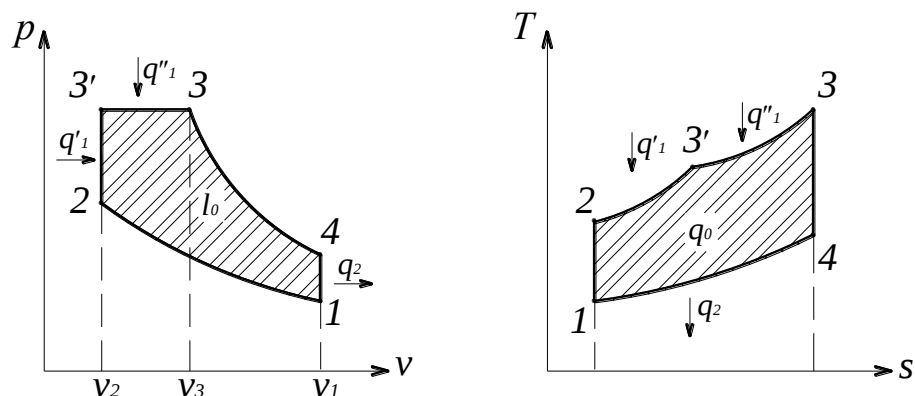


Рис. 10. Цикл Тринклера: 1–2 — адиабатное сжатие горючей смеси; 2–3 — подвод теплоты (сгорание смеси); 3–4 — расширение рабочего тела (рабочий ход поршня); 4–1 — отвод теплоты (выпуск отработанных газов) в окружающую среду

КПД цикла Тринклера определяется по формуле:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}.$$

Цикл Отто характеризуется параметрами: ε ; $\rho = 1$; λ . Тогда к. п. д. цикла Отто будет найден:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Цикл Дизеля характеризуется параметрами: ε ; ρ ; $\lambda = 1$. Тогда к. п. д. для цикла Дизеля можно определить:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}.$$

Газотурбинные установки

Газотурбинные установки находят широкое применение в различных отраслях народного хозяйства из-за возможности получения большой мощности (до 100 тыс. кВт) в одном агрегате малого габарита. В отличие от

поршневых ДВС, где процессы сжатия, подвода теплоты и расширения осуществляются в одном и том же цилиндре, в газотурбинных установках эти процессы происходят в различных элементах установки, последовательно расположенных по потоку рабочего тела (рис. 11). Газотурбинная установка работает следующим образом: пусковой двигатель 6 через соединительную муфту 7 раскручивает вал турбины 1 и барабан компрессора 2. Наружный воздух, поступающий в компрессор, сжимается по адиабате, и после сжатия проходит регенератор 4. В регенераторе воздух нагревается за счет теплоты отработанных газов, выходящих из турбины. Подогретый воздух проходит в камеру сгорания 5, сюда же насосом подают топливо. Топливо сгорает, и из камеры горения газы поступают в сопла турбины, где они с большой скоростью адиабатно истекают на лопатки рабочего колеса и приводят во вращение ротор турбины. Полученная энергия снимается с вала в виде эффективной мощности. Отработанные газы по выходе из турбины направляются в регенератор, где отдают свою теплоту на подогрев воздуха.

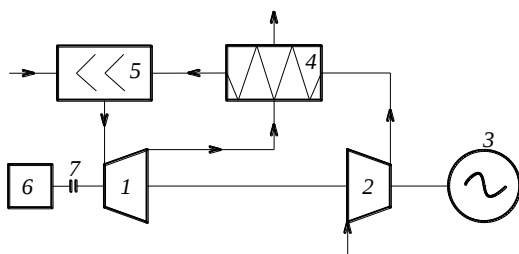


Рис. 11. Принципиальная схема газотурбинной установки с регенерацией теплоты

В газотурбинных установках, также как в ДВС, подвод теплоты к Рабочему телу может осуществляться при постоянном давлении и при постоянном объеме. При *постоянном давлении* (рис. 12, а) теплота подводится в непрерывном потоке сжатого воздуха, а при *постоянном объеме* (рис. 12, б) — в камере специальной конструкции, которая периодически отключается от газовой турбины, так что поток рабочего тела оказывается пульсирующим. Причем, первые с практической точки зрения более эффективны.

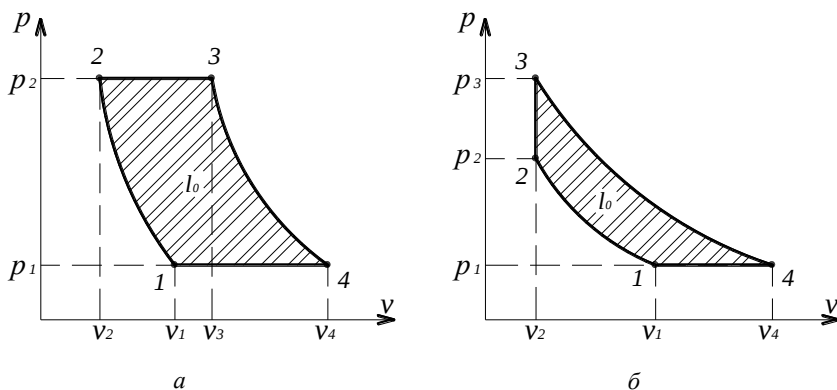


Рис. 12. Индикаторные диаграммы работы газотурбинной установки: 1–2 — адиабатное сжатие воздуха; 2–3 — подвод теплоты в регенератор и сгорание

смеси; 3–4 — адиабатное расширение рабочего тела при истечении из сопл; 4–1 — отвод теплоты в регенераторе

При условии равенства теплоты отданной в регенераторе отработанными газами и теплоты полученной в регенераторе воздухом, к. п. д. газотурбинной установки определяется:

с подводом теплоты при $p = \text{const}$

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\tilde{n}_d(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}};$$

$$\text{или } \eta_t = 1 - \frac{1}{\tilde{N}^{\frac{k}{k-1}}},$$

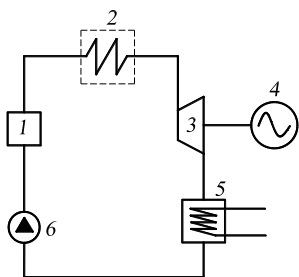
где $\varepsilon = v_1/v_2$ — степень сжатия; $C = p_2/p_1$ — степень предварительного повышения давления;

с подводом теплоты при $v = \text{const}$

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\lambda - 1},$$

где $\varepsilon = v_1/v_2$ — степень сжатия; $\lambda = p_3/p_2$ — степень повышения давления.

Паросиловые установки. Цикл Ренкина



Для производства электроэнергии большое распространение получили паровые машины, использующие в качестве рабочего тела водяной пар. Простейшая схема установки представлена на рис. 13. Установка работает по следующему принципу. В паровом котле 1 за счет подвода теплоты образуется водяной пар при постоянном давлении p_1 . В пароперегревателе 2 он дополнительно получает теплоту, нагревается и переходит в состояние перегретого пара. Из пароперегревателя пар поступает в паровую турбину 3 с электрогенератором 4, где полностью или частично расширяется до давления p_2 с получением полезной работы l_0 . Отработанный пар направляется в охладитель 5, где он полностью конденсируется при постоянном давлении p_2 . После охладителя конденсат поступает на вход насоса 6, в котором давление жидкости повышается до первоначального значения p_1 , после чего жидкость отводится в паровой котел и цикл повторяется.

Цикл рассмотренной паросиловой установки в координатах $p - v$ и $T - s$ представлен на рис. 14, где 4–5–6–1 — изобарный подвод теплоты в котле и пароперегревателе, 1–2 — адиабатное расширение пара в турбине, 2–3 — изобарный отвод теплоты в охладителе при конденсации пара; 3–4 — повышение давления жидкости в насосе.

Рис. 13. Простейшая
схема
паросиловой
установки

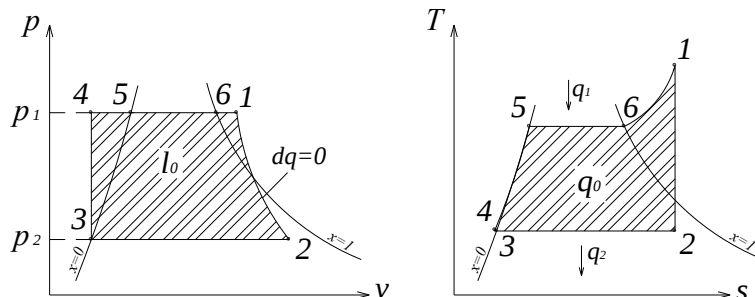


Рис. 14. Цикл Ренкина в $p - v$ и $T - s$ координатах

Первое основное преимущество цикла состоит в том, что изохорное повышение давления рабочего тела происходит не в парообразном, а в жидком состоянии. Это дает минимальную затрату на работы насоса, так как техническая работа насоса прямопропорциональна удельному объему рабочего тела, а удельный объем водяного пара при одном и том же давлении примерно в 1000 раз больше, чем у воды.

Второе основное преимущество — это изотермический отвод теплоты при конденсации пара и изотермический подвод теплоты в процессе парообразования (5–6). Это позволяет иметь температуру T_2 почти равную температуре окружающей среды и тем самым увеличивать к. п. д. установки.

Так как теплота в цикле подводится при постоянном давлении, то количество подведенной теплоты будет равно разности конечной и начальной энтальпии:

$$q_1 = i_1 - i_3.$$

Отвод теплоты также осуществляется изобарно. Тогда количество теплоты отведенной в цикле можно определить

$$q_2 = i_2 - i_3.$$

Количество теплоты, которое превратилось в работу,

$$l_0 = q_1 - q_2 = i_1 - i_3 - i_2 + i_3 = i_1 - i_2.$$

$$\text{К.п.д. цикла Ренкина составит: } \eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}. \quad (9)$$

Наряду с термическим к. п. д., для паросиловых установок определяют и другие величины, характеризующие эффективность работы установки — это удельные расходы пара и тепла.

Удельный расход пара находят по формуле:

$$d_0 = \frac{3600}{i_1 - i_2}, \text{ кг/(\кВт-ч)}.$$

Так как на 1 кг пара в цикле Ренкина расходуется теплота q_1 , то удельный расход теплоты можно найти по выражению:

$$q = d_0 q_1 = d_0 (i_1 - i_3), \text{ или}$$

$$q = \frac{3600}{\eta_t}, \text{ кДж/(\кВт-ч)}.$$

Способы повышения к.п.д. паросиловых установок

К. п. д. цикла Ренкина даже в установках с высокими параметрами пара не превышает 50%. В реальных установках из-за наличия внутренних потерь в турбине значение к. п. д. еще меньше.

На величины энтальпий, входящих в выражение (9) оказывают влияние три параметра рабочего тела — начальное давление p_1 и начальная температура T_1 перегретого пара на входе в турбину и конечное давление p_2 на выходе из турбины. Это приводит к увеличению теплоперепада $i_1 - i_2$ и как следствие этого, к увеличению удельной работы и к. п. д. цикла.

Кроме изменения параметров пара повысить экономичность паросиловых установок можно за счет усложнения схем самой установки.

На основании выше сказанного выявляются следующие пути повышения термического к. п. д.

1. *Повышение начального давления p_1 при неизменных параметрах T_1 и p_2 (рис. 15, а).* На $i-s$ диаграмме показаны циклы Ренкина при максимальных давлениях p_1 и $p_{1a} > p_1$. Сопоставление этих циклов показывает, что с увеличением давления до p_{1a} теплоперепад $i_{1a} - i_2$ имеет большее значение, чем $i_1 - i_2$, а количество подводимой теплоты $i_1 - i_3$ уменьшается. Такое изменение энергетических составляющих цикла с ростом давления p_1 увеличивает термический к. п. д. Этот метод дает значительное повышение эффективности цикла, но в результате повышения p_1 (давление в паросиловых установках может достигать до 30 ата) увеличивается влажность пара, выходящего из турбины, что вызывает преждевременную коррозию лопаток турбины.

2. *Увеличение начальной температуры T_1 при неизменных параметрах p_1 и p_2 (рис. 15, б).* Сопоставляя циклы в $i-s$ диаграмме при температурах T_1 и $T_{1a} > T_1$ можно увидеть, что разность энтальпий $i_{1a} - i_2$ увеличивается в большей степени чем разность $i_{1a} - i_3$, так как изобара $p_1 = \text{const}$ протекает более круто, чем изобара $p_2 = \text{const}$. При таком изменении разности энтальпий с ростом максимальной температуры цикла термический к. п. д. возрастает. Недостатком этого метода является то, что для пароперегревателя требуется жаропрочный металл, температура перегретого пара может достигать до 650 °С.

3. *Одновременное повышение давления p_1 и температуры T_1* при постоянном давлении p_2 . Повышение как p_1 так и T_1 увеличивает термический к. п. д. Влияние их на влажность пара в конце расширения противоположно, с повышением p_1 она возрастает, а с увеличением T_1 — уменьшается. В конечном итоге состояние пара будет определяться степенью изменения величин p_1 и T_1 .

4. *Понижение давление p_2* при постоянных параметрах T_1 и p_1 (рис. 15, в). С понижением p_2 увеличивается степень расширения пара в турбине и техническая работа возрастает $\Delta l = l_a - l$. При этом количество отводимой теплоты $q_{2a} = i_{2a} - i_{3a}$ меньше, чем $q_2 = i_2 - i_3$ (изобара при меньшем давлении более пологая), а количество подводимой теплоты возрастает на величину $\Delta q_1 = i_3 - i_{3a}$. В результате термический к. п. д. цикла увеличивается. Понижая давление p_2 можно достигнуть на выходе из конденсатора температуры равной температуре окружающей среды, но при этом в конденсационном устройстве придется создавать вакуум, так как температуре $t_2 = 28^\circ\text{C}$ соответствует давление $p_2 = 0,04$ ата.

5. *Использование вторичного (промежуточного) перегрева пара* (рис. 15, г). На i –с диаграмме прямая 1–2 показывает расширение пара до некоторого давления p_{1a} в первом цилиндре двигателя, линия 2–1_a — вторичный перегрев пара при давлении p_{1a} и прямая 1_a–2_a — адиабатное расширение пара во втором цилиндре до конечного давления p_2 .

Термический к. п. д. такого цикла определяется по выражению

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) + (i_{1a} - i_{2a})}{(i_1 - i_3) + (i_{1a} - i_2)} = \frac{(i_1 - i_2) + (i_{1a} - i_{2a})}{(i_1 - i_2) + (i_{1a} - i_3)}.$$

Применение вторичного перегрева пара приводит к снижению влажности пара на выходе из турбины и к некоторому увеличению технической работы. Повышение к.п.д. в этом цикле незначительное, всего 2–3 %, и такая схема требует усложнения конструкции паровой турбины.

6. *Применение регенеративного цикла.* В регенеративном цикле питательная вода после насоса протекает через один или несколько регенераторов, где нагревается паром, частично отбираемым после расширения его в некоторых ступенях турбины (рис. 16).

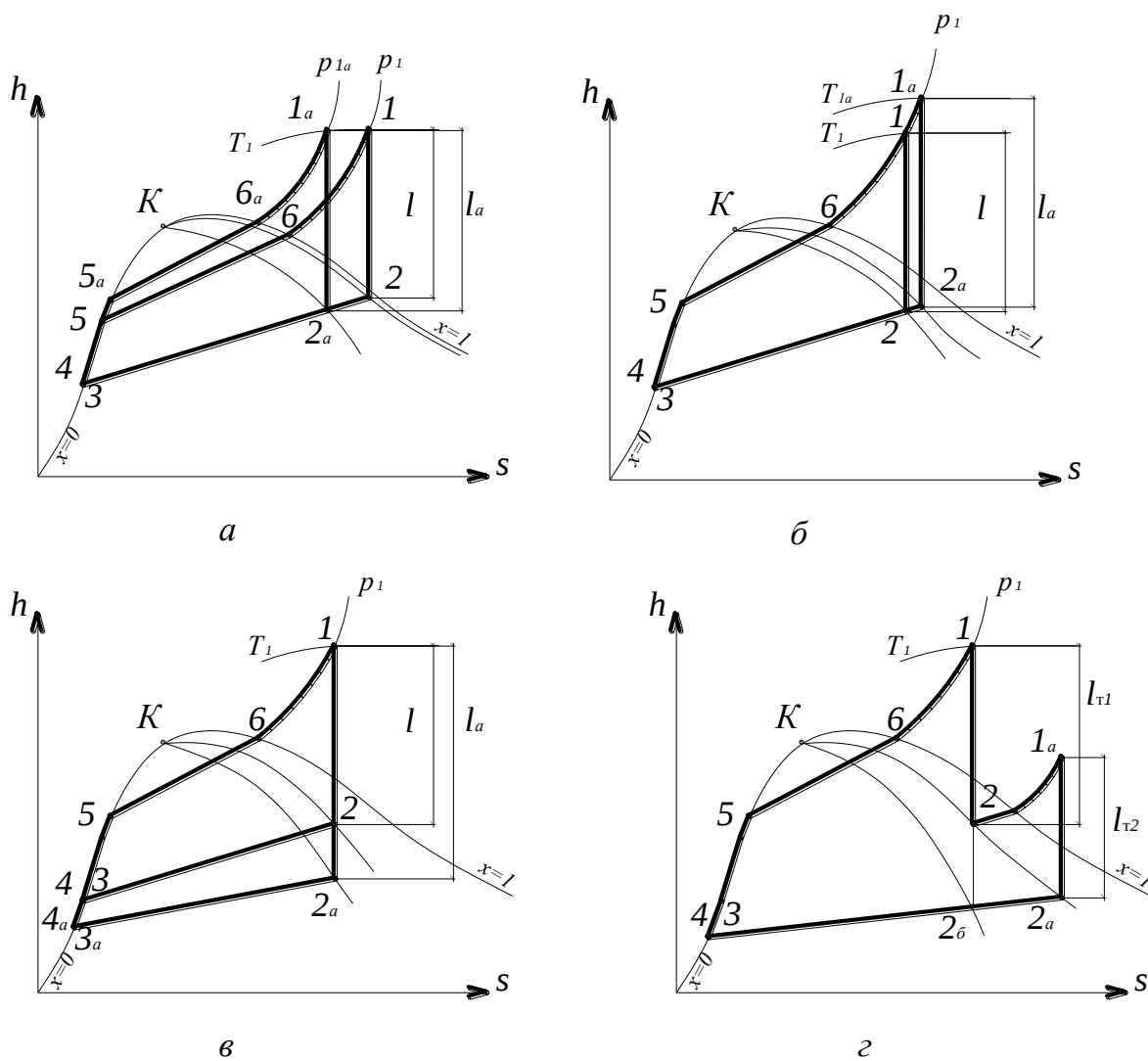


Рис. 15. Пути повышения термического к.п.д. цикла Ренкина

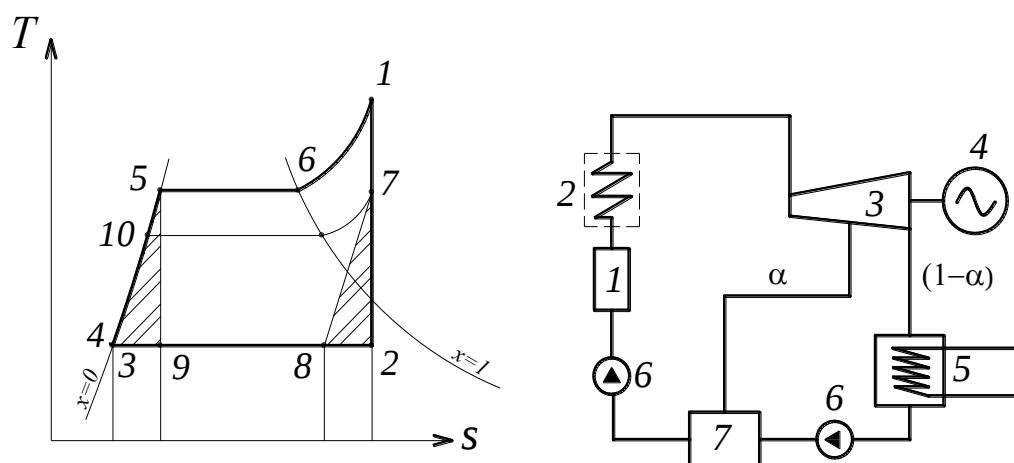


Рис. 16. Схема паросиловой установки, работающей по регенеративному циклу:

1 — котел; 2 — пароперегреватель; 3 — паровая турбина; 4 — электрогенератор; 5 — охладитель-конденсатор; 6 — насос; 7 — регенератор; α — доля отбора пара

Количество отобранного пара будет определяться из уравнения теплового баланса для регенератора

$$\alpha = \frac{i_{10} - i_3}{i_7 - i_3},$$

где i_3 — энтальпия конденсата при конечном давлении пара p_2 ; i_7 — энтальпия пара, отбираемого из турбины; i_{10} — энтальпия конденсата при давлении отбора пара.

Полезная работа 1 кг пара в турбине будет определяться по формуле:

$$l_{0\delta} = (i_1 - i_2) - \alpha(i_7 - i_2).$$

Количество теплоты затраченной на 1 кг пара, составляет

$$q_{1p} = i_1 - i_{10}.$$

Тогда термический к.п.д. в регенеративном цикле будет найден

$$\eta = \frac{l_{0\delta}}{q_{1\delta}} = \frac{(i_1 - i_2) - \alpha(i_7 - i_2)}{i_1 - i_{10}}.$$

Подробное исследование регенеративного цикла показывает, что его термический к.п.д. всегда больше термического к.п.д. цикла Ренкина с теми же начальными и конечными параметрами. Увеличение к.п.д. при использовании регенерации составляет 10–15 % и возрастает с увеличением количеств отбора пара.

7. Применение теплофикационного цикла. В теплофикационном цикле утилизируется теплота, отдаваемая паром охлаждающей воде, которая обычно используется в отопительных системах, в системах горячего водоснабжения и для других целей. При этом теплота q_1 , подводимая к рабочему телу, может в разной степени перераспределяться для получения технической работы и теплоснабжения. В теплофикационном цикле (рис. 17) часть электроэнергии недорабатывается, так как часть теплоты пара отбираемого из турбины расходуется у потребителя.

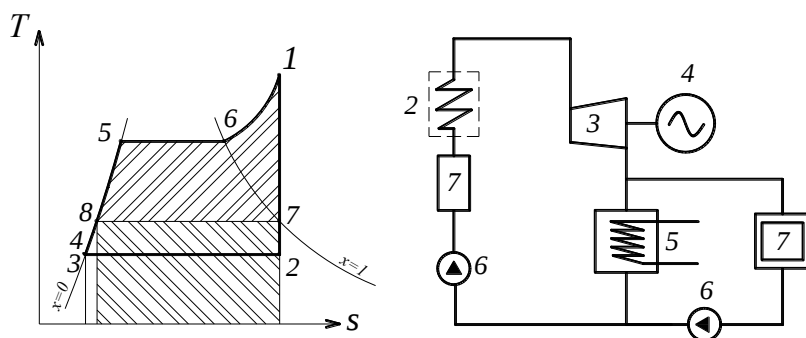


Рис. 17. Схема паросиловой установки, работающей по теплофикационному циклу:

1 — котел; 2 — пароперегреватель; 3 — паровая турбина; 4 — электрогенератор; 5 — охладитель-конденсатор; 6 — насос; 7 — потребитель теплоты

Количество теплоты, полученное рабочим телом, $q_1 = i_1 - i_8$ частично превращается в полезную работу лопаток турбины $l_0 = i_1 - i_7$, а частично затрачивается для целей теплоснабжения у потребителей $l_{\text{потр}} = i_7 - i_8$. Поскольку и та и другая работы являются полезными, то термический к. п. д. теряет свой смысл.

К.п.д. теплофикационного цикла будет определяться

$$\eta_t = \frac{l_0 + l_{\text{потр}}}{q_1} = \frac{i_1 - i_7 + i_7 - i_8}{i_1 - i_8} = \frac{i_1 - i_8}{i_1 - i_8} = 1.$$

Так как в теплофикационном цикле вырабатывается два вида продукции (электроэнергия и теплота), то приходится различать внутренний КПД по выработке теплоты и средневзвешенный КПД по выработке электроэнергии и теплоты. Каждый из них равен единице, поскольку в пределах цикла потерь нет.

В реальности к.п.д. теплофикационного цикла не может быть равен единице, так как всегда существуют механические потери в турбине и гидравлические потери в системах теплоснабжения.

Компрессоры

Компрессором называют машину, предназначенную для сжатия газа или пара и транспорта его к потребителю. По принципу сжатия (повышения давления) рабочего тела в компрессоре эти машины делятся на две основные группы: объемные и динамические. В объемных компрессорах (к ним относятся поршневые, роторные, винтовые) повышение энергии рабочего тела достигается силовым воздействием на него твердых тел (поршня, ротора, винта

и т.п.). В динамических компрессорах (к ним относятся лопастные) передача энергии происходит путем работы массовых сил потока движущегося в полости компрессора (например, в вентиляторе).

Задачей термодинамического анализа компрессора является определение работы, затрачиваемой на сжатие рабочего тела при заданных начальных и

конечных параметрах. Так как термодинамические процессы, протекающие в объемных и динамических компрессорах идентичны, то ограничимся рассмотрением работы поршневого компрессора.

На рис. 3.3 изображены принципиальная схема одноступенчатого поршневого компрессора и так называемая индикаторная диаграмма, которая показывает зависимость давления рабочего тела в цилиндре от хода поршня в течение одного оборота вала.

При движении поршня до точки 2 открывается клапан *a* и внутрь цилиндра поступает газ (линия 4–1), давление в цилиндре становится равным p_1 . Работа всасывания газа в цилиндр будет найдена

$$l_{\text{вс}} = f 04160 = p_1 v_1. \quad (3.8)$$

При обратном движении поршня клапан *a* закрывается и газ сжимается до давления p_2 по линии 1–2. Техническая работа сжатия газа в цилиндре:

$$l_{\text{сж}} = f 21652 = \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (3.9)$$

Рис. 3.3. Принципиальная схема одноступенчатого компрессора

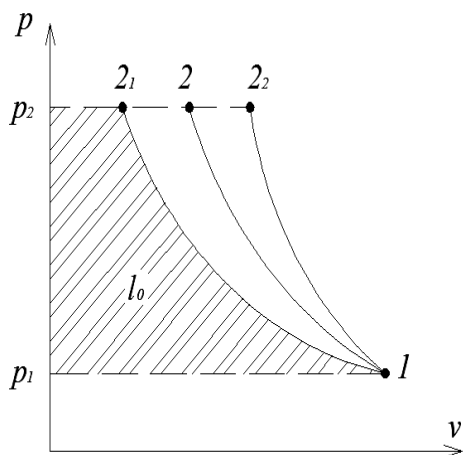
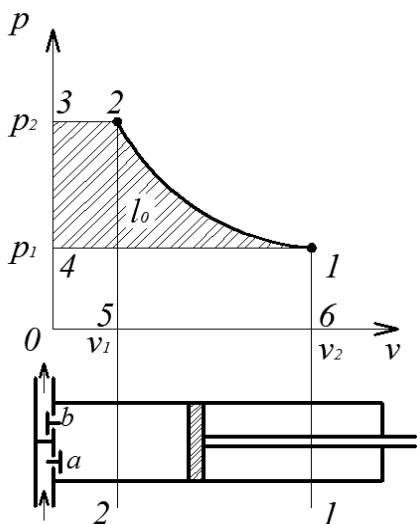
При достижении давления p_2 клапан *b* открывается и газ с этим давлением нагнетается в сеть. Работа нагнетания будет определена

$$l_{\text{наг}} = f 32503 = p_2 v_2. \quad (3.10)$$

По своей сути работы сжатия и нагнетания являются отрицательными, а работа всасывания положительной. Поэтому, абсолютное значение работы затраченной на сжатие 1 кг газа в компрессоре будет определено:

$$l_0 = l_{\text{сж}} + l_{\text{наг}} - l_{\text{вс}} = \int_{p_1}^{p_2} v dp + p_2 v_2 - p_1 v_1. \quad (3.11)$$

Процесс сжатия газа можно проводить разными путями (рис. 3.4): изотермически (процесс 1–2₁), адиабатно (процесс 1–2₂) и политропно (процесс 1–2).



Как видно из диаграммы (рис. 3.4) наименьшая работа сжатия затрачивается в изотермическом процессе, следовательно, он самый экономически оправданный процесс, но при его осуществлении образуется теплота, которую необходимо отводить для совершения цикла. Для этих целей осуществляют водяное, масляное или воздушное охлаждение корпуса. Самым удобным с практической точки зрения является

Рис. 3.4. Процесс сжатия газа в $p - v$ диаграмме адиабатный процесс, осуществляемый без внешнего теплообмена с окружающей средой, в нем затрачивается наибольшее количество работы.

Поэтому, обычно в компрессорах осуществляется политропное сжатие с показателем политропы $n=1,2$. И чем интенсивнее проходит процесс охлаждения корпуса и чем медленнее осуществляется ход поршня, тем ближе политропный процесс по затраченной работе приближается к изотермическому.

Работа сжатия определяется:

- в изотермическом процессе

$$l_{\text{сж}}^{\text{изот}} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad (3.12)$$

- в адиабатном процессе

$$l_{\text{сж}}^{\text{ад}} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1); \quad (3.13)$$

- в политропном процессе

$$l_{\text{сж}}^{\text{пол}} = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (3.14)$$

Тогда абсолютная работа, затраченная на сжатие в одноступенчатом поршневом компрессоре, будет найдена:

- в изотермическом процессе

$$l_0^{\text{изот}} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + (RT - RT) = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad (3.15)$$

- в адиабатном процессе

$$l_0^{\text{ад}} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1), \text{ или}$$

$$l_0^{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]; \quad (3.16)$$

- в политропном процессе

$$l_0^{\text{пол}} = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1), \text{ или}$$

$$l_0^{\text{пол}} = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (3.17)$$

Работа компрессора при адиабатном сжатии может быть также найдена через энтальпию по формуле

$$l_0^{\text{ад}} = h_2 - h_1. \quad (3.18)$$

Если обозначить расход газа через M , кг/с, то теоретическая мощность компрессора будет определена

$$N = M \cdot l_0, \text{ Вт.} \quad (3.19)$$

Действительный процесс сжатия в компрессорах значительно отличается от теоретического, главным образом, из-за того, что в компрессоре имеются вредное пространство, потери давления во впускном и выпускном клапанах и теплообмен между газом и стенками цилиндра.

2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Теплопередача – это самопроизвольный необратимый процесс переноса тепловой энергии. Он возникает сам по себе и проходит всегда и везде, где имеется разность температур. На этот процесс человек может влиять путем: ослабевая или увеличивая его. Такая задача возникает повсеместно при расчетах, проектировании и эксплуатации теплоэнергетического оборудования.

Обмен теплотой между телами происходит на молекулярном уровне. В жидкостях и газах он происходит за счет диффузии атомов и молекул. В плотных жидкостях (с большим коэффициентом вязкости) и твердых телах – диэлектриках – за счет упругих волн колебаний молекул. В металлах процесс переноса энергии осуществляется как за счет упругих волн колебаний молекул, так и за счет диффузии свободных электронов. Однако, молекулярное строение вещества значительно усложняет решение задач теплообмена, поэтому в теории теплообмена принято рассматривать вещество как сплошную материю, принимая молекулы за материальные точки.

Основной величиной, подлежащей определению при расчетах теплообмена, является *тепловой поток* Q – количество теплоты, передаваемое

за единицу времени (1с.). Значение Q измеряют в Вт. Если его отнести к 1м^2 теплообменной поверхности, то получим *плотность теплового потока*
 $q=Q/F, \text{Вт/м}^2. \quad (2.24)$

Формула по определению теплового потока

$$Q = \frac{F\Delta t}{R} \quad (2.25)$$

показывает, что тепловой поток прямо пропорционален значениям площади теплообменной поверхности F и температурному напора Δt и обратно пропорционален *термическому сопротивлению* на пути теплового потока R .

Обратную величину термического сопротивления $k=1/R$, которая играет роль тепловой проводимости через рассматриваемый объект, называют *коэффициентом теплопередачи*. Значения k и R зависят от свойств тел участвующих в теплообмене, и от способа переноса теплоты между ними.

Как известно, из курса физики, существует три способа переноса тепловой энергии: при помощи теплопроводности вещества; при помощи конвекции; при помощи теплового излучения.

Теплопроводность

Теплопроводность имеет место быть в твердых телах и в неподвижных слоях жидкостей и газов. Теплота при этом передается путем соприкосновения нагретых и холодных частиц тела за счет их собственной проводимости теплоты.

В каждой точке пространства частица вещества имеет определенную температуру в данный момент времени. Совокупность температур во времени и пространстве называют *температурным полем*. Аналитическая запись температурного поля представляет собой функцию температуры:

$$T = f(x, y, z, \tau), \quad (2.26)$$

где x, y, z – координаты пространства, τ – координата времени.

В зависимости от координат различают стационарное (не зависящее от времени) и нестационарное температурное поле, одно-, двух- и трехмерное температурное поле.

Если в пространстве имеются точки с одинаковой температурой, то линии, соединяющие эти точки, образуют собой *изотермические поверхности*, т.е. изотермические поверхности – это геометрическое место точек с одинаковой температурой.

На плоскости изотермические поверхности изображаются *изотермическими линиями*. Линии перпендикулярные изотермам называются *линиями тока теплоты* (рис. 2.2).

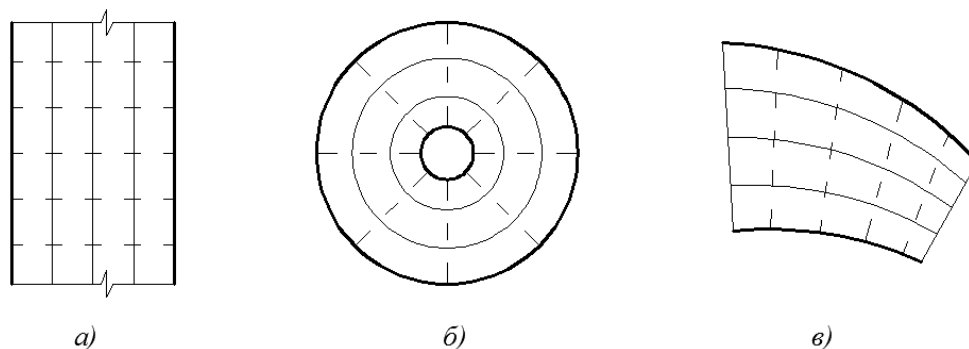


Рис. 2.2. Изображение изотермических линий (—) и линий тока тепла (---):
(а) плоская стенка; (б) цилиндрическая стенка; (в) сложное тело

Изменение температуры всегда происходит в направлениях обязательно пересекающих изотермические поверхности. Но пересечение может быть различным, например, в направлении x и n (рис. 2.3). При этом самое большое изменение температуры будет по нормали проведенной к изотермической поверхности.

Предел отношения изменения температуры к расстоянию между изотермами взятое по нормали, при условии, что $\Delta n \rightarrow 0$, называется *температурным градиентом*.

$$\text{grad } t = \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ градус/м.} \quad (2.27)$$

То есть температурный градиент это вектор, направленный в сторону увеличения температуры. Температурный градиент, взятый с обратным знаком, называется *падением температуры*.

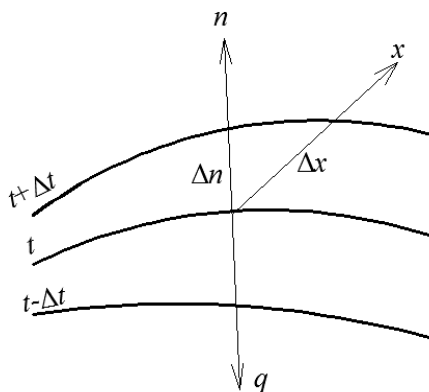


Рис. 2.3. К определению градиенту температуры

Формулы для расчета теплопроводности получают путем интегрирования уравнения закона Фурье:

$$dQ = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF d\tau, \text{ Вт,} \quad (2.28)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

Согласно закону Фурье, количество теплоты, передаваемое путем теплопроводности вещества прямо пропорционально падению температуры, времени за которое произошло это падение и площади перпендикулярной распространению тепла.

Знак минус в формуле (2.28) обозначает, что теплота в веществе распространяется в одну сторону – в сторону убывания температуры.

Плотность теплового потока из закона Фурье можно найти:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dn}. \quad (2.29)$$

Плотность теплового потока может иметь как положительное значение (при охлаждении тел), так как ее направление совпадает с направлением градиента температуры, так и отрицательное (при нагревании тел), так как направление плотности теплового потока не совпадает с направлением градиента температуры.

Коэффициент теплопроводности относится к основным теплофизическим параметрам рабочего тела. Он характеризует способность тел проводить тепло. Численное значение коэффициента теплопроводности представляет собой количество теплоты, проходящее за единицу времени, через единицу площади изотермической поверхности толщиной 1 м, при перепаде температур на ее поверхностях 1 градус К.

Коэффициент теплопроводности для различных веществ имеет различные значения и, прежде всего, зависит от физических свойств материала:

- для газов он имеет значение $\lambda \approx 0,05 - 0,5 \text{ Вт/(м·К)}$;
- для жидкостей он имеет значение $\lambda \approx 0,06 - 0,6 \text{ Вт/(м·К)}$;
- для твердых не металлических веществ он имеет значение $\lambda \approx 0,02 - 2 \text{ Вт/(м·К)}$;
- для металлов он имеет значение $\lambda \approx 2 - 420 \text{ Вт/(м·К)}$;

На величину коэффициента теплопроводности оказывает влияние множество факторов, таких как температура, плотность, строение кристалла, влажность, электропроводность и др.

Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры для большинства материалов носит линейный характер

$$\lambda = \lambda_0(1 + \beta t), \quad (2.30)$$

где λ_0 – значение коэффициента теплопроводности при 0 °С; β – постоянная, зависящая от свойств материала.

Стационарный тепловой поток, проходящий через *однородную плоскую стенку* толщиной δ , выполненную из материала с коэффициентом теплопроводности λ , определяют по формуле

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} F(t_1 - t_2), \quad (2.31)$$

где t_1 и t_2 – температуры на поверхностях стенки (см. рис. 2.4).

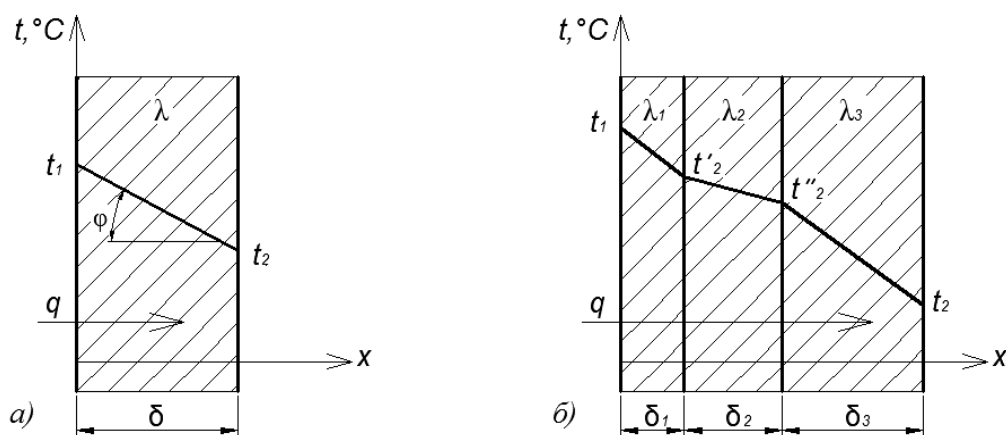


Рис. 2.4. Теплопроводность через плоскую стенку:

(а) однородную; (б) многослойную

Изменение температуры по толщине плоской стенки носит линейный характер. Это вытекает из дифференциального уравнения теплопроводности для стационарных условий нагрева одномерного тела.

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0. \quad (2.32)$$

Решение уравнения (2.32) относительно температуры дает выражение для температуры в любой точке плоской стенки:

$$t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} \cdot x. \quad (2.33)$$

Формулу (2.31) можно заменить на выражение

$$Q = \frac{F(t_1 - t_2)}{\delta/\lambda} = \frac{F\Delta t}{R}. \quad (2.34)$$

Здесь термическое сопротивление будет представлять собой $R = \delta/\lambda$, $\text{м}^2 \cdot \text{град}/\text{Вт}$. Термическое сопротивление плоской стенки – это температурный напор, приходящийся на единицу удельного расхода теплоты.

Очевидно, что для стенки состоящей из множества слоев термическое сопротивление будет равно сумме термических сопротивлений каждого слоя:

$$R = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}. \quad (2.35)$$

Если стенка имеет цилиндрический вид (рис. 2.5), то формула для расчета теплового потока будет вид:

$$Q = \frac{\pi L(t_1 - t_2)}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} = \frac{\pi L(t_1 - t_2)}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \text{ Вт}, \quad (2.36)$$

где L – длина цилиндрической стенки, м; $R = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}$ – термическое сопротивление цилиндрической стенки, м·град/Вт. *Термическое сопротивление цилиндрической стенки* – это температурный напор, приходящийся на единицу удельного расхода теплоты, уменьшенного в π раз.

Для цилиндрической стенки изменение температуры по толщине стенки носит экспоненциальный характер, что вытекает из дифференциального уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} = 0. \quad (2.37)$$

а температура в любой точке стенки может быть найдена по выражению

$$t_x = t_2 - (t_1 - t_2) \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (2.38)$$

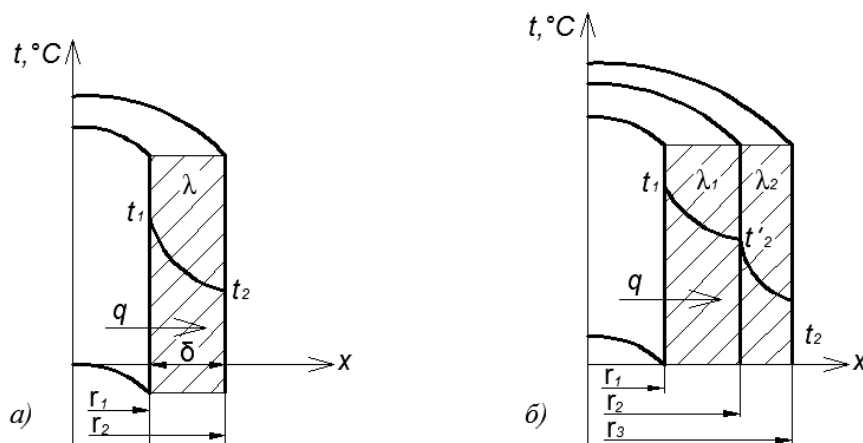


Рис. 2.5. Теплопроводность через цилиндрическую стенку:
(а) однородную; (б) многослойную

Конвективный теплообмен

Под *конвекцией* понимают движение микрочастиц относительно друг друга. Любое движение связано с переносом кинетической энергии, а следовательно с изменением температуры. Поэтому, если среда имеет неравномерную температуру, то процесс конвекции будет направлен на ее выравнивание по всему объему.

В зависимости от причин вызывающих движение частиц жидкости или газа, различают два вида конвекции *свободную* и *вынужденную*. Свободная конвекция (естественная) – это движение частиц за счет действия на них

подъемной силы в результате разности плотности. Интенсивность такой конвекции будет зависеть от рода вещества, разности температуры отдельных частиц вещества и от объема пространства, где происходит движение частиц. Вынужденная (принудительная или искусственная) конвекция вызывается работой посторонних возбудителей (вентилятор, насос и пр.) и возникает он в результате разности давлений, создаваемой этими возбудителями.

Большое значение в интенсивности конвекции имеет режим движения жидкости или газа. Различают два режима движения: ламинарный и турбулентный.

Ламинарный режим движения характеризуется параллельным перемещением слоев жидкости относительно друг друга. Профиль скоростей, взятый по сечению канала, при таком движении имеет вид правильной параболы (рис. 2.6, а). Теплообмен в потоке жидкости не интенсивный и осуществляется в основном за счет теплопроводности слоев.

Турбулентный режим движения характеризуется непостоянством скорости отдельных частиц. Движение представляется вихревым, пульсирующим и прерывистым. Профиль скоростей, взятый по сечению канала, имеет вид усеченной параболы (рис. 2.6, б). Интенсивность теплообмена при таком движении очень высока, так как жидкость постоянно перемешивается.

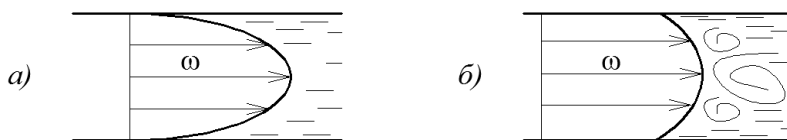


Рис.2.6. Профили скоростей при ламинарном режиме течения жидкости (а) и при турбулентном течении жидкости (б)

Переход от одного режима движения жидкости к другому осуществляется при достижении критического значения числа *Рейнольдса*:

$$Re^{кр} = 2300.$$

Число Рейнольдса определяется $Re = \omega \cdot d / \nu$,

где ω — скорость движения потока, м/с; d — геометрический параметр, характеризующий размеры канала, м; ν (ню) — кинематическая вязкость вещества, м²/с.

При $Re \leq Re^{кр}$ — режим движения потока считается ламинарным;

При $Re \geq Re^{кр}$ — режим движения потока считается турбулентным.

Как правило, движущаяся среда не имеет температурного напора, поэтому *конвективный теплообмен* сводится к обмену тепловой энергии между поверхностью твердого тела и окружающей ее средой. Поэтому, конвективный теплообмен принято называть *теплоотдачей*. Такие процессы имеют место быть в энергетических котлах, где внутри труб кипит вода, в теплообменниках при нагревании различных сред, в системах отопления, где воздух нагревается

от приборов отопления и т.д. Теплота здесь переносится движущимися частицами жидкости или газа. Поэтому, чем больше скорость движения жидкости или газа, тем лучше они перемешиваются, тем интенсивнее происходит конвективный теплообмен. Кроме того, конвективный теплообмен включает также и теплопроводность, поскольку имеет место соприкосновение частиц жидкости друг с другом и поверхностью нагрева.

Количество теплоты, передаваемое конвекцией, рассчитывается по уравнению теплоотдачи Ньютона-Рихмана:

$$Q = \alpha F(t_{\text{нб}} - t_{\text{ж}}), \quad (2.39)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, характеризующий интенсивность теплообмена на поверхности тела, Вт/(м²·К); $t_{\text{ст}}$ и $t_{\text{ж}}$ – соответственно температура стенки и жидкости, °С.

Определение коэффициента теплоотдачи вызывает собой основное затруднение при расчете конвективного теплообмена, так как на коэффициент α влияют множество различных факторов. Основными из них являются природа возникновения движения жидкости, режим ее течения и теплофизические свойства.

Кроме того на теплоотдачу влияют физические свойства жидкости (теплопроводность λ , теплоемкость c , плотность ρ , вязкость ν , коэффициент теплового расширения β и температуропроводность a , форма и размеры теплообменной поверхности, а также ее положение в пространстве.

Точное значение коэффициента теплопроводности можно установить только опытным путем. Для аналитического определения α необходимо составить шесть дифференциальных уравнений, при решении которых появляются девять констант, а для их нахождения необходимо решить еще четырнадцать уравнений.

Для упрощения расчетов теплоотдачи прибегают к критериям теплового подобия. *Критерий подобия* – это безразмерный комплекс, состоящий из величин, характеризующих рассматриваемое явление. При проведении опытов с целью нахождения коэффициента теплоотдачи в первую очередь измеряют те величины, которые входят в критерии подобия. А результаты опытов обрабатываются в форме критериальных уравнений, которые представляются в степенной зависимости:

$$K = C \cdot K_1^{n_1} \cdot K_2^{n_2} \cdot \dots \cdot K_z^{n_z}, \quad (2.40)$$

где K – определяемый критерий; C – константа подобия; $K_1^{n_1}, K_2^{n_2}, \dots, K_z^{n_z}$ – определяющие критерии; $n_1, n_2, \dots, n_z$ – показатели степени.

Наиболее часто в теории теплообмена используются следующие критерии подобия (числа):

$Nu = \alpha d / \lambda$ – критерий Нуссельта, характеризующий интенсивность конвективного теплообмена;

$Re = \omega \cdot d / \nu$ – критерий Рейнольдса, характеризующий интенсивность

вынужденного движения;

$Gr = \beta \cdot 9,8 \cdot d^3 \cdot \Delta t / \nu^2$ – критерий Грасгофа, характеризующий интенсивность свободного движения;

$Pr = \nu / a$ – критерий Прандтля, характеризующий физические свойства жидкости.

Где d – геометрический размер тела, м; ω – скорость движения потока, м/с; ν – кинематическая вязкость потока, $\text{м}^2/\text{с}$; $\beta = 1/(273+t)$ – коэффициент температурного расширения, $1/^\circ\text{К}$; $a = \lambda / c\rho$ – температуропроводность, $\text{м}^2/\text{с}$.

При свободной конвекции критериальное уравнение имеет вид:

$$Nu = C(Gr \cdot Pr)^n.$$

Для вынужденной конвекции

- при ламинарном движении $Nu = C \cdot Re^{n_1} \cdot Gr^{n_2} \cdot Pr^{n_3}$;

- при турбулентном движении $Nu = C \cdot Re^{n_1} \cdot Pr^{n_2}$,

Значение констант C и показателей степени n для свободной конвекции приведены в табл. 2.2, а критериальные уравнения для различных режимов вынужденной конвекции приведены в табл.2.3.

Таблица 2.2: Значение C и n в зависимости от $Gr \cdot Pr$

Характер или режим теплообмена	$Gr \cdot Pr$	C	n
Псевдо теплопроводность	$1 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	1,18	0,125
ламинарный	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0,54	0,25
переходный и турбулентный	$> 2 \cdot 10^7$	0,135	0,33

Таблица 2.3: Критериальные уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи при различных режимах вынужденного течения жидкостей (газов)

Условия движения потока	Характер движения потока	Критериальное уравнение
продольное обтекание тел	ламинарный пограничный слой $Re \leq 5 \cdot 10^5$	$Nu = 0,33 \cdot Re_{жс}^{0,5} \cdot Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
	турбулентный пограничный слой $Re \leq 5 \cdot 10^5$	$Nu = 0,0296 \cdot Re_{жс}^{0,5} \cdot Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$

поперечное обтекание тел: одиночное тело	ламинарный режим $Re \leq 10^3$	$Nu = 0,5 \cdot Re_{жс}^{0,5} \cdot Pr_{жс}^{0,38} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
	турбулентный режим $Re \leq 10^3$	$Nu = 0,25 \cdot Re_{жс}^{0,6} \cdot Pr_{жс}^{0,38} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
поперечное обтекание тел: шахматный пучок	смешенный режим $10^3 \leq Re \leq 10^5$	$Nu = 0,41 \cdot Re_{жс}^{0,6} \cdot Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
поперечное обтекание тел: коридорный пучок	смешенный режим $10^3 \leq Re \leq 10^5$	$Nu = 0,26 \cdot Re_{жс}^{0,65} \cdot Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
Средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка труб $\alpha_{ср} = \frac{1}{n} [0,6\alpha_3 + 0,9\alpha_3 + (n-2)\alpha_3]$		
движение в трубах	ламинарный режим $Re \leq 2 \cdot 10^3$ вязкостное течение $(Gr \cdot Pr) \leq 8 \cdot 10^5$	$Nu = 0,33 \cdot Re_{жс}^{0,5} \cdot Pr_{жс}^{0,43} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
	ламинарный режим $Re \leq 2 \cdot 10^3$ вязкостно- гравитационное течение $(Gr \cdot Pr) \geq 8 \cdot 10^5$	$Nu = 0,15 \cdot Re_{жс}^{0,33} \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,1} \cdot Pr_{жс}^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$
	турбулентный режим $Re \geq 10^4$	$Nu = 0,021 \cdot Re_{жс}^{0,8} \cdot Pr_{жс}^{0,43} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$

При переходе вещества из одного состояния в другое интенсивность теплоотдачи сильно изменяется. Рассмотрим эти явления.

Теплоотдача при кипении. Процесс парообразования путем кипения жидкости характеризуется образованием новых свободных поверхностей раздела жидкой и паровой фаз внутри жидкости (рис. 2.7). Зарождаясь в отдельных

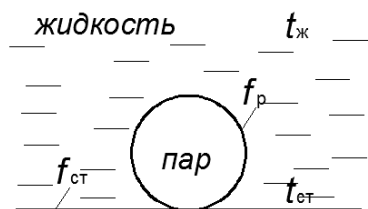


Рис. 2.7. К вопросу о кипении жидкости

точках обогреваемой поверхности, где работа сил адгезии наименьшая, пузыри пара увеличиваются и отрываются. Их рост и движение вызывает интенсивное перемешивание жидкости, что ведет к интенсификации конвективного теплообмена. Коэффициент теплоотдачи оказывается тем больше, чем больше центров образования и выше частота отрыва пузырей.

Механизм образования пара будет зависеть от температурного напора между поверхностью нагрева и жидкостью $\Delta t = t_{\text{ст}} - t_{\text{ж}}$. Зависимость коэффициента теплоотдачи и теплового потока от температурного напора графически будет иметь вид (рис.2.8): при значениях $\Delta t < 5^\circ\text{C}$ (область A) количество отделяющихся пузырьков мало, поэтому интенсивность теплообмена определяется свободным движением жидкости и коэффициент теплообмена увеличивается слабо. Такой режим кипения жидкости называют *конвективным*. Дальнейшее увеличение температурного напора сопровождается ростом числа пузырьков пара, что соответствует режиму *развитого пузырькового кипения* (область B), при этом коэффициент теплоотдачи и тепловая нагрузка резко увеличиваются. При некотором значении Δt отдельные пузырьки пара начинают соединяться и образовывать паровую пленку над поверхностью теплообмена. Пленка периодически разрушается и уходит от теплообменной поверхности в виде больших пузырей. Вместо разрушившейся образуется новая пленка. Такой режим кипения называют *пленочным* (области C и D). В этих условиях теплота передается теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением. Так как теплопроводность пара меньше теплопроводности жидкости, то появление паровой пленки вызывает снижение теплоотдачи (область C) и тепловой нагрузки. Когда пленка устойчиво покрывает всю поверхность, коэффициент теплоотдачи уже не изменяется, а тепловая нагрузка начинает вновь возрастать пропорционально Δt (область D).

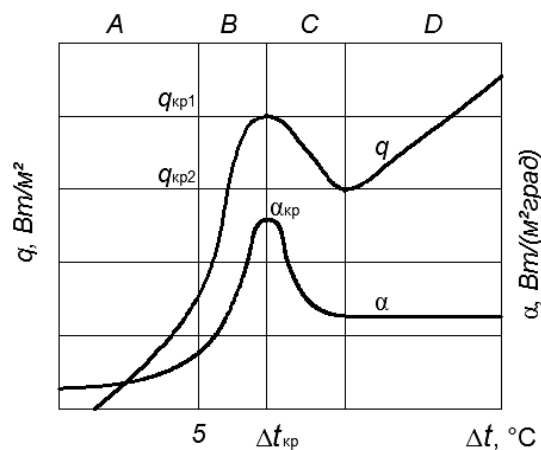


Рис. 2.8. Зависимость плотности теплового потока коэффициента теплоотдачи от температурного напора Δt

В области перехода от пузырькового кипения к пленочному наблюдаются максимальные значения q и α , поэтому, величины Δt , q и α называют *критическими*. Критические значения этих величин зависят от природы жидкости и от давления. Для воды $\Delta t_{кр} = 25^\circ\text{C}$, $q_{кр} = 1,46 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ и $\alpha_{кр} = 5,85 \cdot 10^4 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$.

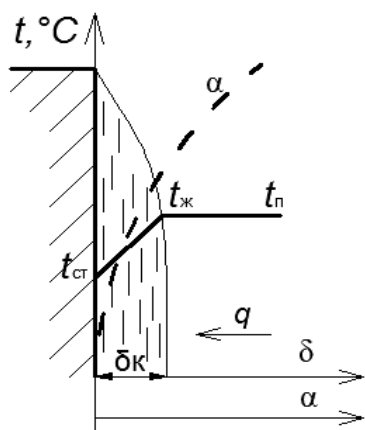
Коэффициент теплоотдачи при кипении жидкости можно определить

$$\alpha = \tilde{n}^4 \sqrt{\frac{\lambda_{\text{п}}^3 r \rho_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}{\mu_{\text{п}} \Delta t d}}, \quad (2.41)$$

где c – постоянный множитель, при ламинарном движении паровой пленки на вертикальной стенке $c = 0,667$, на горизонтальной стенке $c = 0,53$; $\lambda_{\text{п}}$ (Вт/м·град), $\rho_{\text{п}}$ (кг/м³), $\mu_{\text{п}}$ (Па·с) – соответственно теплопроводность, плотность, и, динамическая вязкость пара; r – теплота конденсации греющего пара, кДж/кг; $\rho_{\text{ж}}$ (кг/м³) – плотность кипящей жидкости; d (м) – геометрический размер стенки.

Теплоотдача при конденсации. При охлаждении пара ниже температуры насыщения (это температура, которая обуславливает переход пара из газообразной фазы в жидкую) он конденсируется, при этом выделяется некоторое количество теплоты. Освобождающаяся при конденсации теплота переходит к холодной поверхности.

Пар может конденсироваться как в объеме, так и на поверхности твердого тела или жидкости. В зависимости от состояния поверхности оседающий конденсат может принимать форму сплошной пленки (*пленочная конденсация*) или капель (*капельная конденсация*), бывает также *смешанная конденсация*. При пленочной конденсации пар отделен от поверхности тонким слоем жидкости, который создает значительное термическое сопротивление тепловому потоку. При капельной конденсации возможен непосредственный контакт пара со стенкой и поэтому теплообмен протекает во много раз эффективнее.



Изучение теплоотдачи при пленочной конденсации, которая имеет место в промышленных и энергетических тепловых установках, сводится к изучению теплообмена между твердой поверхностью и жидкостью, особенность которого состоит в том, что образование пленки происходит за счет фазного перехода газообразной среды в жидкую. Изменение температуры и коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации пара около вертикальной стенки показано на рис. 2.9.

При конденсации пара на вертикальной стенке толщина стекающее

пленки увеличивается начиная от кромки стенки. Термическое сопротивление при передаче теплоты от пара к поверхности жидкости в момент конденсации не велико и температуру поверхности конденсата $t_{\text{ж}}$ можно считать равной температуре пара $t_{\text{п}}$. Другая сторона конденсата, обращенная к поверхности твердой стенки, движется в основном в ламинарном режиме, поэтому теплота, передаваемая через конденсатную пленку, будет определяться ее теплопроводностью. Следовательно, коэффициент теплоотдачи будет являться термическим сопротивлением теплопроводности конденсатной пленки:

$$\alpha_{\text{е}} = \frac{\lambda_{\text{е}}}{\delta_{\text{е}}}. \quad (2.42)$$

Из этого выражения видно, что при уменьшении толщины конденсатной пленки коэффициент теплоотдачи увеличивается. Размер конденсатной пленки и эффективность теплоотдачи будет зависеть от множества факторов:

1) от скорости и направления течения пара. При больших скоростях течения пара между ним и стенкой возникает трение, разрушающее слой конденсатной пленки;

2) от примесей газов. Присутствие газов в конденсатной пленке дает возможность образовываться газовым пузырям, которые увеличивают термическое сопротивление пленки и снижают интенсивность теплоотдачи в среднем в 2 раза;

3) от формы, размеров и положения в пространстве твердой поверхности. Эти условия влияют на условия стекания конденсата, а следовательно на интенсивность теплоотдачи;

4) давление насыщенного пара. Высокое давление пара разрушает конденсатную пленку, следовательно – увеличивает интенсивность теплоотдачи;

5) состояние поверхности. Чем более шероховатая поверхность, тем толще на ней может образоваться конденсатная пленка, а значит, уменьшается коэффициент теплоотдачи.

Средний коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации пара можно определить по формуле:

$$\alpha_1 = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 g \rho^2 r}{\mu} \frac{1}{d \Delta t}}, \quad (2.43)$$

где r – теплота конденсации греющего пара, кДж/кг; ρ (кг/м³), λ (Вт/м·град), μ (Па·с) – соответственно плотность, теплопроводность, динамическая вязкость конденсата при средней температуре пленки $t_{\text{ср}}$; $\Delta t = t_{\text{н}} - t_{\text{ср}}$ – разность температур конденсации пара и стенки, °С; $t_{\text{н}}$ – температура насыщения, °С; d – геометрический размер, м.

2.2.4 Лучистый теплообмен

Тепловое излучение. Под тепловым излучением понимают перенос

теплоты от одного тела к другому при помощи электромагнитных волн определенной длины. Способность переносить тепловую энергию обладают электромагнитные волны с длиной от 0,4 до 800 мкм. Этот диапазон входят световые лучи (ультрафиолетовые) с длиной 0,4–0,8 мкм и инфракрасные (тепловые) лучи с длиной 0,8–800 мкм. Роль светового излучения ощутима только при очень высоких температурах рабочих тел. При температурах же, характерных для промышленных энергетических установок, практически вся теплота передается инфракрасными лучами.

Количество теплоты, излучаемой с единицы поверхности в единицу времени называют поверхностной плотностью излучения или *излучательной способностью* тела E [Вт/м²]. Если тело имеет поверхность F , то количество теплоты, излученной с этой поверхности, будет найдено

$$Q = E \cdot F, \text{ Вт.} \quad (2.44)$$

Излучательная способность не зависит от температуры окружающих тел, а зависит только от собственной температуры тела (чем выше температура, тем короче длина волны и интенсивнее излучение).

Обычно при попадании на тело лучистого потока теплоты, часть его поглощается телом E_A , часть отражается E_R , часть проходит сквозь тело E_D :

$$E_{\text{пад}} = E_A + E_R + E_D. \quad (2.45)$$

Разделив выражение (2.45) на $E_{\text{пад}}$, получим

$$\frac{E_{\text{пад}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{E_A}{E_{\text{пад}}} + \frac{E_R}{E_{\text{пад}}} + \frac{E_D}{E_{\text{пад}}} \quad \text{или} \quad 1 = A + R + D \quad (2.46)$$

Если обозначить за A – коэффициент поглощения тела, D – коэффициент пропускания тела; R – коэффициент отражения тела, то в зависимости от распределения лучистой энергии на поверхности тела можно выделить следующие виды тел:

А) абсолютно черное ($A = 1$), тело полностью поглощает падающую на него тепловую энергию;

Б) абсолютно белое ($R = 1$), тело полностью отражает падающую тепловую энергию;

В) абсолютно прозрачное ($D = 1$), тело полностью проводит падающую тепловую энергию через себя.

Нужно отметить, что в природе таких тел не существует, есть только тела, приближающиеся к ним, то есть все тела серые ($A + D + R = 1$).

При поглощении и отражении лучистой тепловой энергии основное значение имеет не цвет, а состояние поверхности тела. Например, белая поверхность хорошо отражает только световые, а тепловые может поглощать также хорошо, как и черная. На способность отражения (поглощения) тепловой энергии телами влияет также и состояние поверхности. Шероховатая поверхность рассеивает лучи при отражении, и они могут попадать снова на поверхность. В этом случае поверхность называют *матовой*. Если поверхность

достаточно гладкая, то рассеивания не происходит и поверхность в этом случае называют *зеркальной* (глянцевой).

Для большинства твердых и газообразных тел поглощение теплового потока происходит в начальном поверхностном слое и не зависит от толщины самого тела. Для газов, имеющих малую концентрацию молекул, процесс поглощения лучистой энергии носит объемный характер. То есть коэффициент поглощения будет зависеть от объема газа, его давления и концентрации поглощающих молекул.

Суммарный процесс взаимного излучения, поглощения, отражения и пропускания лучистой энергии в системе тел называется лучистым теплообменом.

Связь между излучательной и поглощательной способностью устанавливает *закон Кирхгофа*, согласно которому наибольшее возможное количество теплоты излучается черным телом, а количество энергии, излучаемое единицей поверхности серого тела, прямо пропорционально его коэффициенту поглощения:

$$E = A \cdot E_0. \quad (2.47)$$

Коэффициент поглощения A также еще называют степенью черноты.

Тогда отношение излучательной способности к поглощательной для всех тел одинаково и равно излучательной способности абсолютно черного тела:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_n}{A_n} = E_0. \quad (2.48)$$

Взаимосвязь между интенсивностью излучения и длинами волн устанавливает *закон Планка*:

$$I = \frac{dE_0}{d\lambda} = \frac{3,74 \cdot 10^{-16} \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{0,0144}{\lambda T}} - 1}. \quad (2.49)$$

где I – интенсивность излучения, λ – длина волны; T – абсолютная температура поверхности тела.

Ученым *В. Вином* было установлено, что произведение максимальной длины волны и абсолютной температуры тела есть величина постоянная:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3}, \text{ м} \cdot \text{К}. \quad (2.50)$$

Полное количество энергии, излучаемое абсолютно черным телом, определяется *законом Стефана-Больцмана*:

$$E_0 = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (2.51)$$

Количество энергии, излучаемое абсолютно черным телом, прямопропорционально четвертой степени его абсолютной температуре.

Здесь $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Закон Стефана-Больцмана определяет общее количество энергии, излучаемое телом по всем направлениям, однако взятый по различным

направлениям лучистый поток будет не одинаков. Если тело излучает энергию по направлению к другому телу под определенным углом, то согласно закону Ламберта, количество излученной этим телом энергии можно найти

$$E_{\phi} = E_n \cdot \cos \varphi. \quad (2.52)$$

где E_n – количество энергии излучаемой по нормали, проведенной к поверхности тела.

При расчете лучистого теплообмена между телами необходимо учитывать температуры, степени черноты и площади теплообменных поверхностей каждого тела участвующего в теплообмене, а также их форму и взаимное расположение.

Количество теплоты излучаемым одним телом по отношению к другому, если поверхности теплообмена этих тел являются параллельными и разделенными прозрачной средой, определяется

$$Q = c_0 \cdot A_{\text{пр}} \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \text{ Вт}, \quad (2.53)$$

где $A_{\text{пр}}$ — приведенная степень черноты тел, участвующих в теплообмене,

$$A_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}, \quad (2.54)$$

где A_1 и A_2 – соответственно степень черноты первого и второго тела.

Если параллельные тела разделены между собой непрозрачными телами, то

$$A_{\text{пр}} = \frac{1}{(n+1) \left(\frac{2}{A_3} - 1 \right)}, \quad (2.55)$$

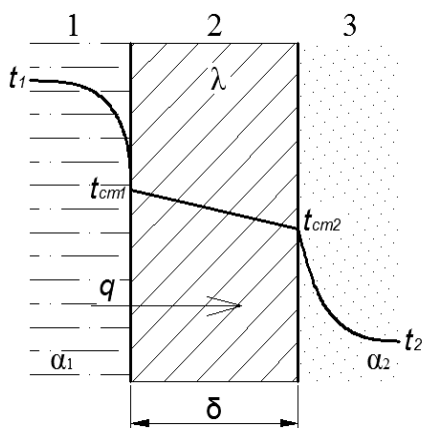
где n – количество экранов.

Если одно тело при излучении находится внутри плоскости другого тела, то

$$A_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{A_2} - 1 \right)}. \quad (2.56)$$

где F_1 и F_2 – соответственно поверхности излучения первого и второго тела.

При излучении теплового потока с поверхности твердых тел в газообразную среду можно также использовать также формулу (2.53), подставив вместо $A_{\text{пр}}$ степень черноты твердого тела.



Теплопередача

Термином теплопередача принято называть процесс передачи теплоты между двумя средами разделенных стенкой. Это наиболее из распространенных процессов переноса теплоты. При теплопередаче теплота переносится одновременно несколькими способами. Поэтому она является процессом сложного теплообмена. Так на приведенной схеме (рис. 2.10) теплота от горячей жидкости 1 с температурой t_1 при коэффициенте теплоотдачи α_1 передается конвекцией стенке 2, затем – теплопроводностью через стенку и далее от стенки конвекцией к жидкости 3, имеющей температуру t_2 , при коэффициенте теплоотдачи α_2 . При стационарном режиме значение теплового потока остается постоянным во всех областях теплопередачи, т.е.

$$Q_{1-2} = Q_2 = Q_{2-3}, \quad (2.57)$$

Рис. 2.10. Схема передачи теплоты через плоскую стенку

где $Q_{1-2} = \alpha_1 \cdot F \cdot (t_1 - t_{\text{ст } 1}); \quad (2.58)$

$$Q_2 = \lambda \cdot F \cdot (t_{\text{ст } 1} - t_{\text{ст } 2}) / \delta; \quad (2.59)$$

$$Q_{2-3} = \alpha_2 \cdot F \cdot (t_{\text{ст } 2} - t_2). \quad (2.60)$$

Если выразить из этих формул (2.58, 2.59, 2.60) температурные напоры и сложить их, то получим суммарный температурный напор:

$$t_1 - t_2 = \frac{Q}{F} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right). \quad (2.61)$$

Отсюда следует выражение теплового потока

$$Q = \frac{F(t_1 - t_2)}{R}, \quad (2.62)$$

где $R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$ – полное термическое сопротивление теплопередаче; $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$ – частные термические сопротивления теплоотдачи; δ/λ – частное термическое сопротивление теплопроводности.

Формулу (2.62) можно представить в ином виде, если подставить в нее $k = 1/R$, называемый коэффициентом теплопередачи:

$$Q = kF(t_1 - t_2). \quad (2.63)$$

Коэффициент теплопередачи численно равен количеству теплоты, передаваемой в единице времени, через единицу площади поверхности при перепаде температур 1 градус между горячей и холодной средой.

Таким же способом можно получить формулы для расчета теплового потока, передаваемого теплопередачей:

- для многослойной плоской стенки

$$Q = \frac{F(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}; \quad (2.64)$$

- для многослойной цилиндрической стенки

$$Q = \frac{\pi H(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \cdot \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}} \cdot \quad (2.65)$$

Теплообменные аппараты

Теплообменным аппаратом называется устройство, предназначенное для передачи теплоты от горячей среды к холодной.

Кроме аппаратов, в которых передача теплоты является единственной производственной задачей (как для всевозможных нагревателей, охладителей, конденсаторов, испарителей), к теплообменникам можно отнести и разнообразные технологические установки и устройства, например, двигатели внутреннего сгорания, печи для термической обработки материалов, электрические машины, химические реакторы и пр. Общим для них является то, что для рациональной их эксплуатации необходим подвод или отвод определенного количества теплоты. В электрических машинах и аппаратах это будет охлаждение токоведущих частей с целью недопущения перегрева проводника и изоляции.

По механизму переноса теплоты теплообменные аппараты делятся на три основные группы: рекуперативные, регенеративные и смешительные.

Основным признаком *рекуперативных теплообменников* является наличие теплообменной поверхности – стенки, которая разделяет горячую и холодную жидкости. Это исключает перемешивания жидкостей и позволяет эксплуатировать теплообменник при различных давлениях теплоносителей. Указанные особенности столь полезны, что подавляющее число теплообменных аппаратов относится именно к рекуперативным.

Вместе с тем разделительная стенка является частью аппарата, на котором откладывается зола, накипь, пыль и др., поэтому при эксплуатации рекуперативных теплообменников необходимо проводить мероприятия по очистке теплопередающих поверхностей.

К рекуперативным теплообменникам относятся кожухотрубчатые, пластинчатые и спиральные теплообменники.

Кожухотрубчатые теплообменники получили наибольшее распространение. Они представляют устройство (рис. 2.11), выполненное из блока труб, соединенных трубной доской и заключенных в кожух. Трубки теплообменника являются теплопередающей поверхностью и могут выполняться гладкими и ребристыми, прямыми и U-образными. Ребра у трубок могут иметь самую разнообразную форму: в виде дисков, спиралей, игл, плавников и т.п. Число ходов теплоносителей также может быть разным.

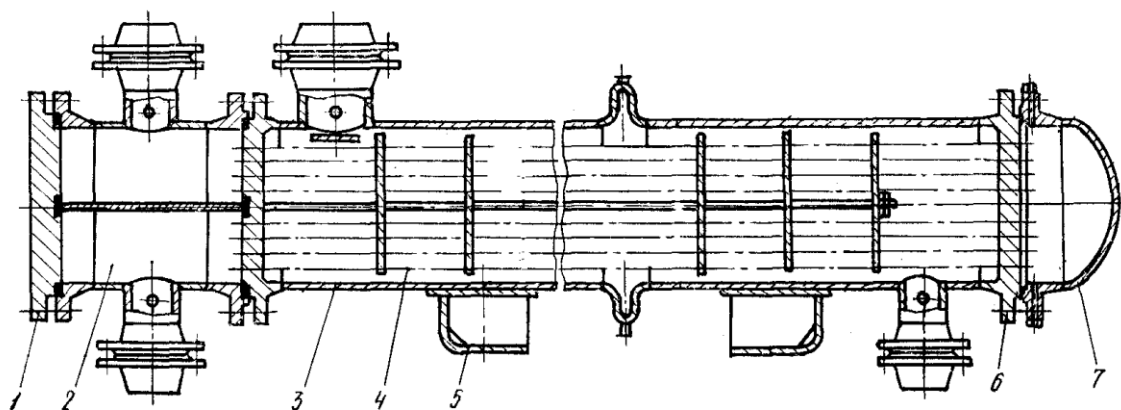


Рис. 2.11. Кожухотрубчатый теплообменный аппарат:
1 – крышка камеры; 2 – распределительная камера; 3 – кожух; 4 – теплообменная труба; 5 – опора; 6 – трубная решетка; 7 – крышка

Пластинчатые теплообменники бывают самых разных конструкций и делятся в основном на разборные, полуразборные, неразборные сварные и блочные сварные. Эти аппараты состоят из группы теплообменных пластин (рис. 2.12), подвешенных на горизонтальных штангах, которые закреплены в неподвижных стойках. При помощи нажимной плиты пластины собираются в пакет и в рабочем состоянии плотно прижаты друг к другу. Пространство каналов, образующееся между пластинами, уплотняют резиновыми прокладками. Благодаря этому, в аппарате образуется две системы герметичных каналов: одна для греющей среды, другая для нагреваемой среды.

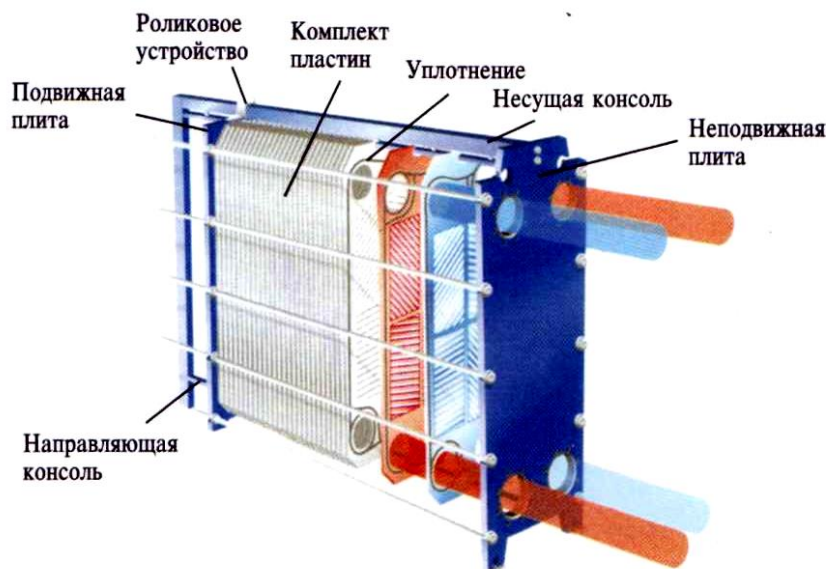


Рис. 2.12. Пластинчатый теплообменник

Спиральные теплообменники представляют собой две металлические ленты толщиной 3–7 мм, соединенные между собой в середине перегородкой

(керном) и навитые вокруг этой перегородки (рис. 2.13) так, что образуются два канала – для греющей и нагреваемой среды. Для недопущения смятия спирали под действием давлений к поверхности ленты привариваются дистанционные штифты. Спиральные теплообменники различают на аппараты с крышками, имеющие тупиковые и сквозные каналы и на аппараты без крышек с глухими каналами.

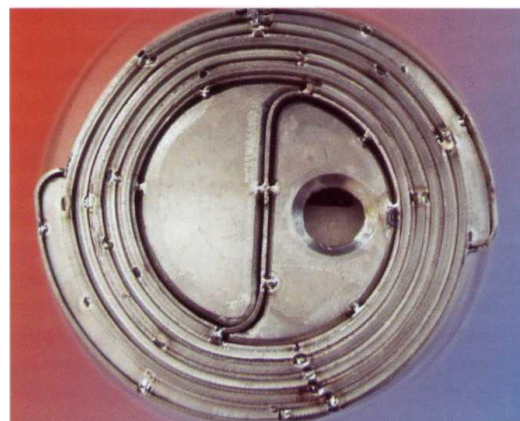
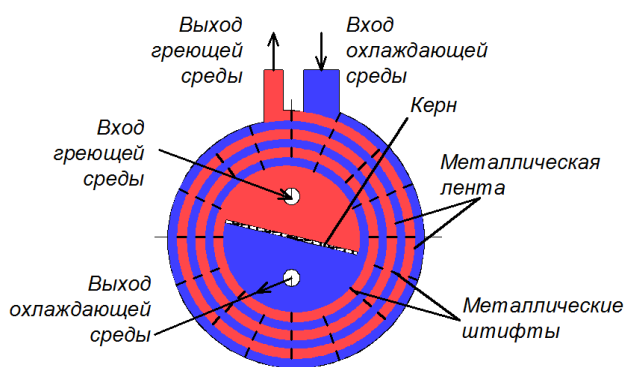


Рис. 2.13. Спиральный теплообменник

В *регенеративных теплообменниках* два или более теплоносителя соприкасаются с одной и той же теплообменной поверхностью. Теплообмен в этих аппаратах происходит за несколько периодов. При соприкосновении поверхности аппарата с горячим теплоносителем, его теплообменные поверхности получают теплоту и аккумулируют ее внутри (нагрев поверхностей). В следующий период, при соприкосновении с поверхностью аппарата холодного теплоносителя аккумулированная теплота отдается ему (охлаждение поверхностей). Так как регенеративные теплообменники являются аппаратами периодического действия, то для непрерывности их работы используют две камеры, в которых направление теплового потока все время меняется.

В *смесительных (контактных) теплообменниках* происходит непосредственное соприкосновение и смешение различных теплоносителей. Примерами таких аппаратов могут служить оросительная камера у кондиционеров, градирни на ТЭС, скрубберы пылеочистки, деаэраторы котельных и пр.

При расчете теплообменников решаются следующие задачи:

- 1) определение поверхности теплопередачи, которая обеспечивает передачу заданного количества теплоты;
- 2) определение количества теплоты, которое может быть передано от горячего теплоносителя к холодному при известной поверхности нагрева;
- 3) определение конечных температур теплоносителей при известных значениях поверхностей нагрева и количества теплоты, передаваемое через эту поверхность.

В основе расчета теплообменных аппаратов лежат уравнения:

➤ уравнение теплового баланса:

для рекуперативных теплообменных аппаратов

$$Q = G_1 c_1 (t_1' - t_1'') = G_2 c_2 (t_2'' - t_2'); \quad (2.66)$$

для регенеративных теплообменных аппаратов

$$Q = G_1 c_1 (t_1' - t_1'') \tau_1 = G_2 c_2 (t_2'' - t_2') \tau_2, \quad (2.67)$$

где G_1 и G_2 – расходы теплоносителей, c_1 и c_2 – теплоемкости теплоносителей; t_1' , t_1'' и t_2' , t_2'' – начальные и конечные температуры горячего и холодного теплоносителей; τ_1 и τ_2 – время нагрева и охлаждения теплопоглощающей поверхности;

➤ уравнение теплопередачи

$$Q = kF \Delta t_{cp}, \quad (2.68)$$

где k – коэффициент теплопередачи; F – площадь поверхности теплообмена; Δt_{cp} – средний температурный напор.

Средний температурный напор определяется по формуле:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}}, \quad (2.69)$$

где Δt_6 – наибольший температурный напор; Δt_m – наименьший температурный напор (см. рис. 2.14).

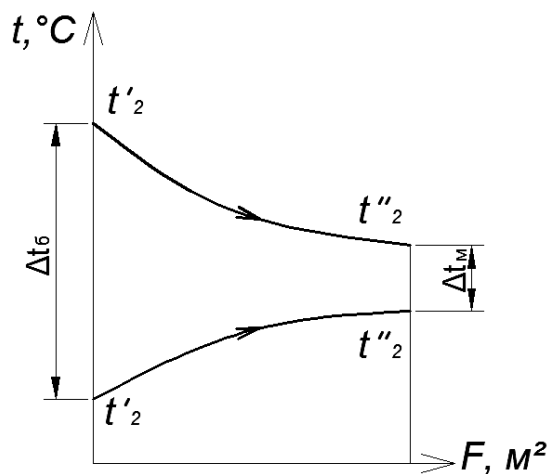


Рис. 2.14. Изменение температурного напора по теплообменной поверхности F

Площадь теплообмена можно определить, зная значения расхода одного из теплоносителей и его скорость:

$$F = G / \omega, \text{ м}^2. \quad (2.70)$$

Теплопроизводительность теплообменника при заданных температурах теплоносителей на входе рассчитывают

$$Q = \frac{t_1' - t_2^1}{\frac{1}{KF} + \frac{1}{2G_1c_1} + \frac{1}{2G_2c_2}}, \text{ Бт.} \quad (2.71)$$