

ЛЕКЦИИ ПО КУРСУ ТЕРМОДИНАМИКА ДЛЯ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ:  
ПОДЗЕМНАЯ РАЗРАБОТКА МПИ,  
ГОРНЫЕ МАШИНЫ И ОБОРУДОВАНИЕ  
СОСТАВИЛА: ДОЦ.КАФ.ТРМ ДЖИОЕВА

СОДЕРЖАНИЕ

ЛЕКЦИЯ 1 ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ КУРСА.

ЛЕКЦИЯ 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

ЛЕКЦИЯ 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

ЛЕКЦИЯ 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

ЛЕКЦИЯ 5. РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

ЛЕКЦИЯ 6 ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА.

ЛЕКЦИЯ 7 РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ. ВОДЯНОЙ ПАР. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

ЛЕКЦИЯ 8 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

ЛЕКЦИЯ 9 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

ЛЕКЦИЯ 10 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

ЛЕКЦИЯ 11. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

ЛЕКЦИЯ 12. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

ЛЕКЦИЯ 13. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

ЛЕКЦИЯ 14. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ТОПЛИВО.

ЛЕКЦИЯ 15. КОТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ.

ЛЕКЦИЯ 16. ТОПОЧНЫЕ УСТРОЙСТВА.

ЛЕКЦИЯ 17. КОМПРЕССОРНЫЕ УСТАНОВКИ

## ВВЕДЕНИЕ

Термодинамика – это наука о закономерностях превращения энергии.

В основу термодинамики положены два основных закона (или начала), установленные опытным путем. Первый закон термодинамики характеризует количественную сторону процессов превращения энергии, а второй – устанавливает качественную сторону (направленность) процессов.

Термодинамику в зависимости от круга рассматриваемых вопросов и целей исследования делят на физическую (или общую), химическую и техническую. В физической термодинамике даются представления об общих теоретических основах термодинамики и о закономерностях превращения энергии в разнообразных физических явлениях, безотносительно к какому-либо конкретному приложению. Химическая термодинамика представляет собой приложение общих термодинамических положений к явлениям, в которых процессы обмена энергией сопровождаются изменениями химического состава участвующих тел.

Техническая термодинамика изучает применение законов термодинамики к процессам взаимного превращения теплоты и работы.

Термодинамика как наука характеризуется своим специфическим методом описания изучаемых явлений. Главные особенности термодинамического метода заключаются в следующем.

1. Термодинамический метод построен на использовании небольшого числа обобщенных закономерностей, установленных в результате накопления и научного анализа огромного количества опытных фактов, что позволяет рассматривать эти закономерности как объективные законы природы.

2. Для описания процессов обмена энергией и свойств различных тел в термодинамике используются физические понятия и величины, не связанные с существующими представлениями о микроскопическом (молекулярном, атомарном и т.д.) строении материи. Эти величины характеризуют итоговые результаты действия огромного числа микрочастиц вещества, когда влияние каждой отдельной частицы становится неразличимым. Подобного рода величины называются феноменологическими или термодинамическими. Примерами феноменологических величин являются температура, давление, плотность.

## ЛЕКЦИЯ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

### 1.1. Термодинамическая система, параметры состояния, уравнение состояния

Термодинамической системой называют совокупность макроскопических тел, являющихся объектом изучения и обменивающихся энергией как друг с другом, так и с окружающей средой. Тела, не входящие в состав изучаемой системы, называют окружающей средой.

Простейшим примером термодинамической системы может служить газ, находящийся в цилиндре под поршнем.

Границу между термодинамической системой и окружающей средой называют контрольной поверхностью. Это условное понятие: лишь в ряде случаев контрольная поверхность может совпадать с физической поверхностью. На контрольной поверхности происходит взаимодействие термодинамической системы и окружающей среды, которое состоит в передаче энергии или вещества в систему или из нее.

Системы, обладающие способностью обмениваться со средой только теплотой и работой, называют простыми или термодинамическими.

Система называется закрытой, если контрольная поверхность непроницаема для вещества, т.е. между системой и средой отсутствует обмен массой. Открытой система называется в том случае, когда при взаимодействии через контрольную поверхность проходит вещество.

Термодинамическая система называется изолированной, если контрольную поверхность не могут пересекать ни потоки вещества, ни потоки энергии.

Объектом изучения в технической термодинамике часто является какое-либо вещество, выполняющее главную функцию в тепловой машине (т.е. функцию преобразования теплоты в работу): пар, продукты сгорания топлива и т.д. Такое вещество называется *рабочим телом* машины и рассматривается как частный случай термодинамической системы.

Параметры состояния рабочих тел. Величины, характеризующие физические состояния рабочего тела, называются термодинамическими параметрами состояния.

Основными параметрами являются: удельный объем, давление и температура. Эти параметры в термодинамике принято называть термическими параметрами.

Удельный объем представляет собой объем единицы массы и обозначается

$$v = \frac{V}{M},$$

где  $V$  – объем тела,  $\text{м}^3$ ;  $M$  – его масса, кг;  $v$  – удельный объем,  $\text{м}^3/\text{кг}$ .

Под плотностью понимают величину, обратную удельному объему, т.е. массу единицы объема  $\rho$ ,  $\text{кг}/\text{м}^3$

$$\rho = \frac{M}{V}.$$

Следовательно,  $\nu \cdot \rho = 1$ , а  $\nu = 1/\rho$  и  $\rho = 1/\nu$ .

Давление  $P$  представляет собой силу, действующую по нормали на единицу поверхности. В системе СИ давление измеряется в н/м<sup>2</sup>, эта единица называется Паскалем (Па). На практике часто используются кратные Па величины: килопаскаль (1 кПа = 10<sup>3</sup> Па), мегапаскаль (1 МПа = 10<sup>6</sup> Па), а также бар

(1 бар = 10<sup>5</sup> Па). Кроме этого в технике часто используются внесистемные единицы давления: техническая атмосфера (1 кгс/см<sup>2</sup>), физическая атмосфера, миллиметры водяного столба, метры водяного столба, миллиметры ртутного столба.

Приведем соотношения между этими единицами давления.

1 техническая атмосфера (ат.) = 1 кгс/см<sup>2</sup> = 735 мм рт. ст. = 10 м вод. ст. = 10<sup>4</sup> мм вод. ст. = 0,981 · 10<sup>5</sup> Па = 0,981 бар.

1 физическая атмосфера (атм.) = 1,0332 кгс/см<sup>2</sup> = 760 мм рт. ст. = 10332 мм вод. ст. = 1,013 · 10<sup>5</sup> Па.

Различают абсолютное давление, избыточное давление и разрежение.

Если взять два сосуда и в одном из них создать давление, большее окружающего атмосферного **давления**  $B$ , а в другом – меньшее, и присоединить к ним жидкостные U-образные манометры и стрелочные пружинные приборы, то получим следующие зависимости.

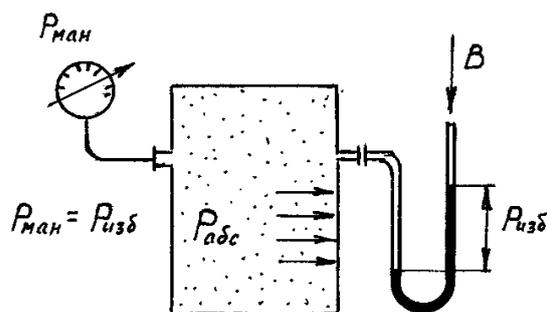


Рис. 1.1. Схема определения избыточного давления

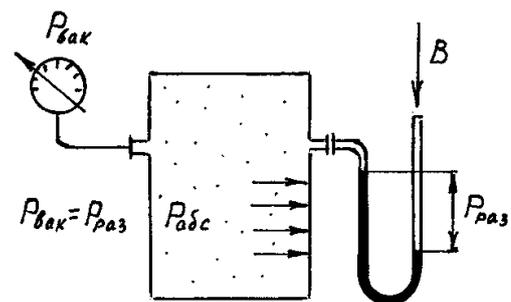


Рис. 1.2. Схема определения давления разрежения (вакуума)

Действительное давление рабочего тела на стенки сосуда  $P_{абс}$  называют абсолютным давлением. Если  $P_{абс} > B$ , жидкость в U-образном манометре занимает положение, соответствующее рисунку 1.1. Разность  $P_{абс} - B = P_{изб}$  называется избыточным или манометрическим давлением. Пружинный

манометр показывает также избыточное давление, т.к. на рабочий орган такого манометра (изогнутую трубку) изнутри действует  $P_{абс}$ , а снаружи – атмосферное давление  $B$ .

Следовательно,

$$P_{абс} = P_{изб} + B. \quad (1.1)$$

Если  $P_{абс} < B$  (рис. 1.2), то U-образный прибор покажет насколько атмосферное давление больше  $P_{абс}$  в сосуде. Величина  $B - P_{абс} = P_{раз}$  называется разрежением или вакуумом. Абсолютное давление в этом случае находится по формуле

$$P_{абс} = B - P_{вак}.$$

Следует помнить, что в термодинамические уравнения вводится абсолютное давление в паскалях (Па).

Температура есть мера интенсивности теплового движения молекул. Тела имеют одинаковую температуру, если между ними не существует теплообмена, т.е. они находятся между собой в тепловом равновесии, при котором будут равны средние значения кинетической энергии поступательного движения их молекул. Разность температур тел определяет меру их отклонения от теплового равновесия.

В термодинамическом анализе применяется термодинамическая температура  $T$ , значение которой выражается в кельвинах (К). Эту температуру называют также абсолютной температурой, она всегда положительна. При температуре абсолютного нуля ( $T = 0$ ) прекращается тепловое движение молекул. Разрешается также выражать температуру  $t$  в градусах Цельсия ( $^{\circ}C$ ) по Международной стоградусной температурной шкале (шкале Цельсия).

Соотношение между температурами, выраженными в кельвинах и градусах Цельсия, имеет вид

$$T = t + 273,15. \quad (1.2)$$

Термическое уравнение состояния идеального газа

При изучении свойств рабочих тел в технической термодинамике прибегают к абстрагированию и вводят понятие об идеальном газе.

Идеальным называется газ, в котором можно пренебречь силами взаимодействия между молекулами и объемом самих молекул. В реальных газах молекулы занимают какой-то конечный объем и между ними действуют межмолекулярные силы притяжения и отталкивания. Однако отклонения свойств реальных газов от свойств идеального газа уменьшаются с повышением температуры и понижением давления. Во многих случаях

реальные газы (азот, кислород, водород и др.) в условиях их практического использования в тепловых машинах близки к идеальному газу и с достаточной точностью подчиняются законам, установленным для идеального газа. Поэтому в термодинамике отводится значительное место изучению идеальных газов.

Параметры состояния  $p$ ,  $v$  и  $T$  находятся между собой в определенной зависимости. Эту зависимость называют уравнением состояния.

Уравнение состояния идеальных газов было установлено в 1834 году Клапейроном на основании опытных законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Уравнение Клапейрона содержит константу, зависящую от природы газа, и относится к 1 кг или произвольной массе газа. В 1874 году Менделеев на основании уравнения Клапейрона и закона Авогадро вывел уравнение состояния, которое не содержит индивидуальной константы.

Исходя из сказанного, запишем уравнение состояния в следующих четырех формах.

#### 1. Уравнение Клапейрона для 1 кг газа

$$pv = RT, \quad (1.3)$$

где  $p$  – абсолютное давление, Па;  $v$  – удельный объем, м<sup>3</sup>/кг;  $T$  – абсолютная температура, К;  $R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К).

Газовая постоянная  $R$  имеет физический смысл работы расширения 1 кг идеального газа при нагревании его на 1 К при постоянном давлении. Она индивидуальна для каждого газа.

#### 2. Уравнение Клапейрона для произвольной массы $M$

Если левую и правую части уравнения (1.3) умножить на массу  $M$ , то получим

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

где  $V$  – объем газа, м<sup>3</sup>;  $M$  – масса газа, кг.

#### 3. Уравнение Клапейрона-Менделеева для 1 киломоля газа

Особый интерес представляет уравнение состояния идеального газа, отнесенное к специальной единице количества вещества – киломолю.

Киломолем (кмоль) называется такое количество вещества, масса которого в килограммах численно равна его молекулярной массе  $\mu$ . Например, масса киломоля кислорода равна 32 кг, водорода – 2 кг и т.д. Очевидно, что произведение  $\mu \cdot v = V_\mu$  есть объем киломоля в м<sup>3</sup>/кмоль.

Согласно закону Авогадро киломоли различных идеальных газов при одинаковых условиях (т.е. при одинаковых давлениях и температурах) занимают одинаковые объемы.

Так, при нормальных физических условиях (НФУ), т.е. при  $p = 760 \text{ мм рт. ст} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$  и  $t = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ , объем киломоля

$$V_{\text{нн}} = 22,4 \text{ нм}^3/\text{кмоль},$$

где  $\text{нм}^3$  – нормальный  $\text{м}^3$ , т.е. объем при НФУ.

Умножив обе части уравнения (1.3) на массу киломоля  $\mu$ , получим

$$p \cdot v \cdot \mu = \mu RT \quad \text{или} \quad pV_{\mu} = \mu RT. \quad (1.5)$$

Согласно закону Авогадро величина  $\mu R = PV_{\mu}/T$  будет одинакова для всех газов при всех состояниях, т.е.  $\mu R = \text{const}$ .

Величину  $\mu R$  называют универсальной газовой постоянной, она для всех газов равна  $8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{K})$ . Тогда уравнение (1.5) принимает вид

$$pV_{\mu} = 8314 T. \quad (1.6)$$

Универсальная газовая постоянная представляет собой работу расширения 1 кмоль газа при нагревании его на 1 К при постоянном давлении.

Зная численное значение  $\mu R$ , легко вычислить газовую постоянную  $R$  для любого газа

$$R = 8314 / \mu,$$

где  $R$  – газовая постоянная,  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$ .

4. Уравнение Клапейрона-Менделеева для произвольного числа киломолей газа

Обозначив число киломолей газа через  $n$  и умножив уравнение (1.6) на  $n$ , получим уравнение состояния для  $n$  киломолей

$$pV = n \cdot 8314 T, \quad (1.7)$$

где  $V$  – общий объем газа,  $\text{м}^3$ .

## 1.2. Термодинамический процесс

Термодинамическим процессом называется совокупность последовательных состояний, через которые проходит термодинамическая система (рабочее тело) при ее взаимодействии с окружающей средой.

Если при этом все состояния, через которые проходит рабочее тело, будут равновесными, то такой процесс называется равновесным.

Равновесным называется состояние рабочего тела, когда во всех точках его объема давление, температура, удельный объем и все другие физические показатели одинаковы.

Очевидно, что в полной мере равновесные процессы неосуществимы, т.к. основание возникновения всякого процесса есть нарушение равновесия системы.

Равновесный процесс можно представить как предельный для процессов, в которых рабочее тело проходит через отдельные состояния, настолько мало отличающиеся от равновесных, что их можно практически принять за равновесные. Такие процессы, являющиеся как бы равновесными, квазистатическими, будут тем ближе к равновесным, чем с меньшей скоростью они осуществляются.

Процессы, в которых рабочее тело принимает неравновесные состояния, называются неравновесными. Неравновесность реальных процессов определяется прежде всего тем, что под влиянием внешних условий они протекают с конечными скоростями и в рабочем теле не успевает устанавливаться равновесное состояние.

Всякое произвольно взятое равновесное состояние рабочего тела в трехосной системе координат  $p$ - $v$ - $T$  изображается точкой, лежащей на термодинамической поверхности. Равновесный процесс изобразится на этой поверхности некоторой кривой. Графическое изучение термодинамических процессов, широко применяемое в термодинамике, естественно, было бы затруднено применением пространственной системы координат. Поэтому такое изучение осуществляется обычно на одной из координатных плоскостей (чаще всего – плоскость  $p$ - $v$ ), на которую проектируется рассматриваемый процесс.

Следовательно, каждому равновесному процессу в системе координат  $p$ ,  $v$  соответствует определенный график, имеющий уравнение вида  $f(p, v) = 0$ , называемое уравнением процесса.

Неравновесные состояния и неравновесные процессы не могут изображаться в системе координат  $p$ ,  $v$ . Графически они могут быть изображены лишь условно.

Одним из важнейших понятий термодинамики является понятие об обратимых и о необратимых процессах. Равновесные процессы, осуществление которых возможно в прямом и обратном

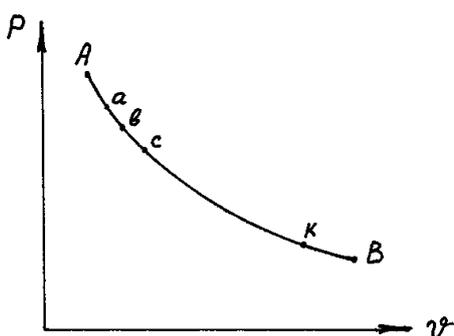


Рис. 1.3. График зависимости прямого и обратного процесса АВ

направлениях, причем таким образом, что в обратном процессе система проходит через те же промежуточные состояния, что и в прямом процессе, но лишь в обратной последовательности, называются обратимыми. Если процесс АВ будет обратимым и газ в нем последовательно проходит через состояния А, а, b, ..., к, В, то возможен обратный процесс ВА, в котором газ проходит через состояния В, к, ..., с, b, а, А (рис. 1.3). При этом работа, совершаемая в обратном процессе внешней средой, будет равна работе, осуществляемой в прямом процессе рабочим телом.

Следовательно, если прямой и обратный равновесные процессы возвращают рабочее тело и окружающую среду в их начальное состояние, то такие процессы будут обратимыми.

Необратимыми называют процессы, при проведении которых в прямом и затем в обратном направлении рабочее тело и окружающая среда не возвращаются в исходное состояние. Необратимые процессы или совершенно невозможно осуществлять в обратном направлении, или обратное направление возможно лишь при затрате энергии извне. Обязательным условием обратимости процесса является его равновесность. Все неравновесные процессы необратимы.

### **1.3. Смеси газов, теплоемкость газов и газовых смесей**

В инженерной практике часто приходится иметь дело не с однородными газами, а со смесями химически не связанных между собой газов. Примерами газовых смесей могут служить атмосферный воздух, природный газ, газообразные продукты сгорания топлив и т.д.

Для газовых смесей справедливы следующие положения.

1. Каждый газ, входящий в смесь, имеет температуру, равную температуре смеси.
2. Любой из газов, входящих в смесь, распространяется по всему объему смеси и поэтому объем каждого газа равен объему всей смеси.
3. Каждый из газов, входящих в смесь, подчиняется своему уравнению состояния.
4. Смесь в целом является как бы новым газом и подчиняется своему уравнению состояния.

В основе изучения газовых смесей лежит закон Дальтона, согласно которому при постоянной температуре давление смеси равно сумме парциальных давлений газов, входящих в смесь:

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^{i=n} p_i, \quad (1.8)$$

где  $p_{\text{см}}$  – давление смеси;  $p_i$  – парциальное давление  $i$ -го газа, входящего в смесь;  $n$  – число газов, входящих в смесь.

Парциальным называют давление, которое окажет газ, входящий в смесь, если он один будет занимать весь объем смеси при той же температуре.

Способы задания газовых смесей. Состав газовой смеси может быть задан массовыми, объемными и мольными долями.

Массовые доли. Массовой долей любого газа, входящего в смесь, называется отношение массы этого газа к массе смеси.

$$m_1 = M_1 / M_{\text{см}}; m_2 = M_2 / M_{\text{см}}; \dots; m_n = M_n / M_{\text{см}},$$

где  $m_1, m_2, \dots, m_n$  – массовые доли газов;  $M_1, M_2, \dots, M_n$  – массы отдельных газов;  $M_{\text{см}}$  – масса смеси.

$$\text{Нетрудно видеть, что } M_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} M_i \text{ и } \sum_{i=1}^{i=n} m_i = 1 \text{ (100 \%)}.$$

Объемные доли. Объемной долей любого газа, входящего в смесь, называется отношение приведенного (парциального) объема этого газа к объему смеси.

$$r_1 = V_1 / V_{\text{см}}; r_2 = V_2 / V_{\text{см}}; \dots; r_n = V_n / V_{\text{см}},$$

где  $V_1, V_2, \dots, V_n$  – приведенные объемы газов;  $V_{\text{см}}$  – объем смеси;  $r_1, r_2, \dots, r_n$  – объемные доли газов.

Приведенный объем – это объем газа при условиях смеси (при температуре и давлении смеси).

Приведенный объем можно представить следующим образом: если из сосуда, где находится смесь, удалить все газы, кроме одного, и оставшийся газ сжать до давления смеси, сохранив температуру, то его объем и будет приведенным или парциальным.

Можно доказать, что объем смеси будет равен сумме приведенных объемов газов. Тогда  $\sum_{i=1}^{i=n} r_i = 1$  (100 %).

Мольные доли. Мольной долей любого газа, входящего в смесь, называется отношение числа киломолей этого газа к числу киломолей смеси.

$$r_1 = n_1 / n_{\text{см}}; r_2 = n_2 / n_{\text{см}}; \dots; r_n = n_n / n_{\text{см}},$$



то уравнение (1.12) переписывается следующим образом:

$$R_{\text{см}} = 8314 \sum_{i=1}^{i=n} m_i / \mu_i . \quad (1.13)$$

Определяя параметры газовой смеси, удобно пользоваться некоторой условной величиной, называемой кажущейся (средней) молекулярной массой газовой смеси. Понятие кажущейся молекулярной массы смеси позволяет условно рассматривать смесь как однородный газ, что существенно упрощает расчеты.

Для отдельного газа справедливо выражение  $\mu_i R_i = 8314$ .

По аналогии для смеси можно записать

$$\mu_{\text{см}} R_{\text{см}} = 8314, \quad (1.14)$$

где  $\mu_{\text{см}}$  – кажущаяся молекулярная масса смеси.

Из уравнения (1.14), используя выражения (1.12) и (1.13), получим

$$\mu_{\text{см}} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^{i=n} m_i R_i}, \quad (1.15)$$

$$\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (1.16)$$

Рассуждая подобным образом, можно получить формулы для расчета  $R_{\text{см}}$  и  $\mu_{\text{см}}$  через объемные доли, формулы для пересчета массовых долей в объемные доли и, наоборот, объемных долей в массовые. Формулы для расчета удельного объема смеси  $\nu_{\text{см}}$  и плотности смеси  $\rho_{\text{см}}$  через массовые и объемные доли и, наконец, формулы для расчета парциальных давлений газов, входящих в смесь, через объемные и массовые доли. Приведем эти формулы без вывода в таблице.

Таблица 1  
Формулы для расчета газовых смесей

Зада ние состава смеси	Перево д из одного состава в другой	Плотнос ть и удельный объем смеси	Кажущ аяся молекуляр ная масса смеси	Газова я постоянная смеси	Парциал ь-ное давлени е
1	2	3	4	5	6

Мас СО-ВЫМИ ДОЛЯМИ	$r_i = \frac{m_i}{\sum_{i=1}^{i=n} m_i}$ $\mu_i = \frac{m_i}{\mu}$	$v_{cm} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} m_i}{\rho_{cm}}$ $\rho_{cm} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\rho_i}}$	$\mu_{cm} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\mu_i}}$	$R_{cm} = \sum_{i=1}^{i=n} R_i$	$p_i = m_i \frac{R_i}{R_{cm}}$
Объ ЕМ-НЫМИ ДОЛЯМИ	$m_i = \frac{r_i \mu}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i}$	$\rho_{cm} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i$ $v_{cm} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i}$	$\mu_{cm} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{r_i}{\mu_i}$	$R_{cm} = \frac{831}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i}$	$p_i = r_i p_{cm}$

Теплоемкость газов.

Теплоемкостью тела называют количество теплоты, необходимое для нагревания или охлаждения тела на 1 К. Теплоемкость единицы количества вещества называют удельной теплоемкостью.

Итак, удельной теплоемкостью вещества называют количество теплоты, которое необходимо сообщить или отнять от единицы вещества, чтобы изменить его температуру на 1 К в данном процессе.

Поскольку в дальнейшем будут рассматриваться только удельные теплоемкости, то будем называть удельную теплоемкость просто теплоемкостью.

Количество газа может быть задано массой, объемом и числом киломолей. Следует оговориться, что при задании газа объемом этот объем приводят к нормальным условиям и измеряют нормальными метрами кубическими (нм<sup>3</sup>).

В зависимости от способа задания количества газа различают следующие теплоемкости:

$c$  – массовую теплоемкость, Дж/(кг·К);

$c'$  – объемную теплоемкость, Дж/(нм<sup>3</sup>·К);

$c_\mu$  – мольную теплоемкость, Дж/(кмоль·К).

Между названными теплоемкостями существуют следующие зависимости:

$$c = c_\mu / \mu; \quad c_\mu = c \cdot \mu;$$

$$c' = c_\mu / 22,4; \quad c_\mu = c' \cdot 22,4,$$

отсюда 
$$c = \frac{22,4}{\mu} c' = v_n \cdot c'; \quad c' = c \cdot \rho_n,$$

где  $v_n$  и  $\rho_n$  – удельный объем и плотность при нормальных условиях.

Изохорная и изобарная теплоемкости.

Количество теплоты, сообщаемое рабочему телу, зависит от особенностей термодинамического процесса. Практическое значение имеют два вида теплоемкости в зависимости от термодинамического процесса – изохорная и изобарная.

Теплоемкость				Теплоемкость			
при $v = \text{const}$ – изохорная				при $p = \text{const}$ – изобарная			
$c_v$	–	массовая	изохорная	$c_p$	–	массовая	изобарная
теплоемкость				теплоемкость			
$c'_v$	–	объемная	изохорная	$c'_p$	–	объемная	изобарная
теплоемкость				теплоемкость			
$c_{mv}$	–	мольная	изохорная	$c_{mp}$	–	мольная	изобарная
теплоемкость				теплоемкость			

При одинаковом изменении температуры в процессе, осуществляемом при  $p = \text{const}$ , расходуется теплоты больше, чем в процессе при  $v = \text{const}$ . Это объясняется тем, что при  $v = \text{const}$  теплота, сообщаемая телу, расходуется лишь на изменение его внутренней энергии, тогда как при  $p = \text{const}$  теплота расходуется и на увеличение внутренней энергии, и на совершение работы расширения. Разность между массовой изобарной и массовой изохорной теплоемкостями по уравнению Майера

$$c_p - c_v = R. \quad (1.17)$$

Если левую и правую части уравнения (1.17) умножить на массу киломоля  $\mu$ , то получим

$$c_{mp} - c_{mv} = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (1.18)$$

В термодинамике и ее приложениях большое значение имеет отношение изобарных и изохорных теплоемкостей:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_{mp}}{c_{mv}} = \frac{c'_p}{c'_v}, \quad (1.19)$$

где  $k$  – показатель адиабаты.

Расчеты показывают, что приближенно можно принять для одноатомных газов  $k \approx 1,67$ , для двухатомных –  $k \approx 1,4$ , для трехатомных –  $k \approx 1,29$ .

Нетрудно видеть, что значение  $k$  зависит от температуры. Действительно, из уравнений (1.17) и (1.19) следует, что

$$\kappa = 1 + \frac{R}{c_v}, \quad (1.20)$$

а из уравнений (1.18) и (1.19)

$$\kappa = 1 + \frac{8314}{c_{\mu\nu}}. \quad (1.21)$$

Так как с увеличением температуры газа теплоемкости увеличиваются, то значение  $\kappa$  уменьшается, приближаясь к единице, но всегда остается больше нее.

Зная величину  $\kappa$ , можно определить значение соответствующей теплоемкости. Так, например, из уравнения (1.20) имеем

$$c_v = \frac{R}{\kappa - 1}, \quad (1.22)$$

а т.к.  $c_p = \kappa \cdot c_v$ , то получим

$$c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R. \quad (1.23)$$

Аналогично для мольных теплоемкостей из уравнения (1.21) получим

$$c_{\mu\nu} = \frac{8314}{\kappa - 1}. \quad (1.24)$$

$$c_{\mu p} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} 8314. \quad (1.25)$$

Средняя и истинная теплоемкость.

Теплоемкость газов зависит от температуры и в некоторой степени от давления. Зависимость теплоемкости от давления невелика и ею в большинстве расчетов пренебрегают. Зависимость же теплоемкости от температуры значительна и ее необходимо учитывать. Эта зависимость достаточно точно выражается уравнением

$$c = a + bt + et^2, \quad (1.26)$$

где  $a$ ,  $b$  и  $e$  – величины, постоянные для данного газа.

Часто в теплотехнических расчетах нелинейную зависимость (1.26) заменяют линейной

$$c = a + bt. \quad (1.27)$$

Если построить графически зависимость теплоемкости от температуры по уравнению (1.26), то это будет криволинейная зависимость (рис. 1.4).

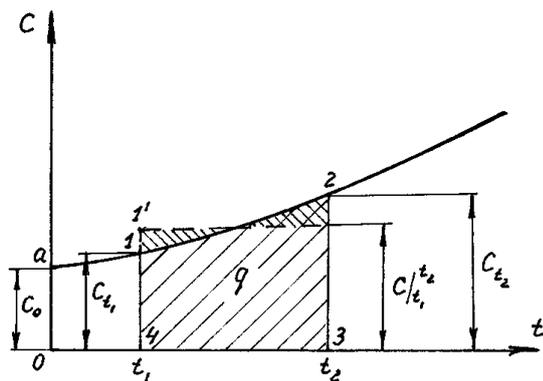


Рис. 1.4. График зависимости теплоемкости от температуры

Как показано на рисунке, каждому значению температуры соответствует свое значение теплоемкости, которое принято называть истинной теплоемкостью. Математически выражение для истинной теплоемкости запишется так

$$c = \frac{dq}{dt}. \quad (1.28)$$

Следовательно, истинная теплоемкость есть отношение бесконечно малого количества теплоты  $dq$  к бесконечно малому изменению температуры  $dt$ . Другими словами, истинная теплоемкость – это теплоемкость газа при данной температуре. На рисунке 1.4 истинная теплоемкость при температуре  $t_1$  обозначена  $c_{t1}$  и изображена отрезком

1-4. При температуре  $t_2$  -  $c_{t2}$  она изображается отрезком 2-3.

Из уравнения (1.28) получим

$$dq = c dt. \quad (1.29)$$

В практических расчетах всегда определяют количество теплоты при конечном изменении температуры. Очевидно, что количество теплоты  $q$ , которое сообщают единице количества вещества при нагревании его от  $t_1$  до  $t_2$ , можно найти, проинтегрировав (1.29) от  $t_1$  до  $t_2$ .

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (1.30)$$

Графически интеграл (1.30) выражается площадью 4-1-2-3. Если в выражение (1.30) подставим значение истинной теплоемкости по линейной зависимости (1.27), получим

$$q = \int_{t_1}^{t_2} (ab + bt) dt = c_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (1.31)$$

где  $c_{t_1}^{t_2}$  – средняя теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ .

$$c_{t_1}^{t_2} = a + \frac{t_1 + t_2}{2} b, \quad (1.32)$$

следовательно, средняя теплоемкость представляет собой отношение конечного количества теплоты  $q$  к конечному изменению температуры  $t_2 - t_1$ :

$$c|_{t_1}^{t_2} = \frac{q}{t_2 - t_1}. \quad (1.33)$$

Если на основании 4-3 (рис. 1.4) построить прямоугольник 4-1'-2'-3, равновеликий фигуре 4-1-2-3, то высота этого прямоугольника будет равна средней теплоемкости, где  $c|_{t_1}^{t_2}$  находится в интервале температур  $t_1 - t_2$ .

Обычно значения средних теплоемкостей приводятся в таблицах термодинамических свойств веществ. Однако для сокращения объема этих таблиц в них приводятся значения средних теплоемкостей, определенных в диапазоне изменения температуры от  $0^\circ\text{C}$  до  $t^\circ\text{C}$ .

Если необходимо вычислить значение средней теплоемкости в заданном интервале температур  $t_1 - t_2$ , то это можно сделать следующим образом.

Площадь  $0a14$  под кривой  $c = f(t)$  (рис. 1.4) соответствует количеству теплоты  $q_1$ , необходимому для повышения температуры газа от  $0^\circ\text{C}$  до  $t_1^\circ\text{C}$ .

$$q_1 = c|_0^{t_1} (t_1 - 0) = c|_0^{t_1} t_1.$$

Аналогично площадь  $0a23$  соответствует  $q_2$  при повышении температуры от  $0^\circ\text{C}$  до  $t_2^\circ\text{C}$

$$q_2 = c|_0^{t_2} (t_2 - 0) = c|_0^{t_2} t_2.$$

Таким образом,  $q = q_2 - q_1$  (площадь 4-1-2-3) может быть представлено в виде

$$q = c|_0^{t_2} t_2 - c|_0^{t_1} t_1. \quad (1.34)$$

Подставляя значение  $q$  по (1.34) в выражение (1.33), получим формулу для средней теплоемкости в любом диапазоне температур

$$c|_{t_1}^{t_2} = \frac{c|_0^{t_2} t_2 - c|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}. \quad (1.35)$$

Таким образом, среднюю теплоемкость можно вычислить по табличным средним теплоемкостям через уравнение (1.35). Причем получим нелинейную зависимость  $c = f(t)$ . Можно также найти среднюю теплоемкость через уравнение (1.32) по линейной зависимости. Значения  $a$  и  $b$  в уравнении (1.32) для различных газов приводятся в литературе.

Количество теплоты, подведенной или отведенной от рабочего тела, можно рассчитать по какому-либо из уравнений:

$$Q = M \cdot c \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1); \quad (1.36)$$

$$Q = V_n \cdot c' \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1); \quad (1.37)$$

$$Q = n \cdot c_\mu \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (1.38)$$

где  $c \Big|_{t_1}^{t_2}$ ;  $c' \Big|_{t_1}^{t_2}$ ;  $c_\mu \Big|_{t_1}^{t_2}$  – соответственно средняя массовая, объемная и мольная теплоемкости;  $M$  – масса газа;  $n$  – число киломолей газа;  $V_n$  – объем газа при нормальных условиях.

Объем газа  $V_n$  может быть найден следующим образом. Записав уравнение состояния для заданных условий:  $pV = MRT$  – и для нормальных условий:  $p_n V_n = MRT_n$ , – отнесем второе уравнение к первому:

$$\frac{p_n V_n}{pV} = \frac{MRT_n}{MRT}, \quad \text{отсюда}$$

$$V_n = \frac{pV \cdot T_n}{p_n T}. \quad (1.39)$$

Теплоемкость газовых смесей.

Теплоемкость газовой смеси может быть вычислена, если задан состав смеси и известны теплоемкости компонентов, входящих в смесь.

Для нагревания смеси массой  $M_{см}$  на 1 К необходимо температуру каждого из компонентов также повысить на 1 К. При этом на нагревание  $i$ -го компонента смеси массой  $M_i$  затрачивается количество теплоты, равное  $c_i M_i$ . Для всей смеси количество теплоты будет

$$c_{см} M_{см} = \sum_{i=1}^{i=n} c_i M_i,$$

где  $c_i$  и  $c_{см}$  – массовые теплоемкости  $i$ -го компонента и смеси.

Поделив последнее выражение на  $M_{см}$ , получим расчетную формулу для массовой теплоемкости смеси:

$$c_{см} = \sum_{i=1}^{i=n} c_i m_i, \quad (1.40)$$

где  $m_i$  – массовая доля  $i$ -го компонента.

Рассуждая аналогично, найдем объемную  $c'_{см}$  и мольную  $c_{\mu см}$  теплоемкости смеси:

$$c'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} c'_i r_i, \quad (1.41)$$

где  $c'_i$  – объемная теплоемкость  $i$ -го компонента,  $r_i$  – объемная доля  $i$ -го компонента;

$$c_{\mu \text{ см}} = \sum_{i=1}^{i=n} c_{\mu i} r_i, \quad (1.42)$$

где  $c_{\mu i}$  – мольная теплоемкость  $i$ -го компонента;  $r_i$  – мольная (объемная) доля  $i$ -го компонента.

## Лекция 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### 2.1. Внутренняя энергия, работа изменения объема, теплота

Происходящие в природе превращения одних видов энергии в другие подчиняются закону сохранения и превращения энергии, открытому М.В. Ломоносовым в середине XVIII столетия. Закон сохранения и превращения энергии является фундаментальным законом природы, имеющим всеобщий характер. Этот закон гласит: энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических и химических процессах.

Закон сохранения и превращения энергии носит также название *первого закона термодинамики* или первого начала термодинамики.

Как показывает опыт, различные тела, взаимодействуя между собой, передают друг другу некоторое количество энергии. Передача энергии может происходить разными способами. Для технической термодинамики важны два: передача энергии в виде работы и теплоты. При передаче энергии рабочему телу в произвольном процессе часть этой энергии будет затрачиваться на изменение состояния рабочего тела или, другими словами, на изменение его внутренней энергии. Рассмотрим более подробно понятия внутренней энергии, работы и теплоты.

**Внутренняя энергия.** Рабочее тело в любом состоянии обладает внутренней энергией, величина которой зависит от состояния рабочего тела. Внутренняя энергия тела складывается из следующих видов энергии:

- 1) кинетической энергии поступательного и вращательного движения молекул;
- 2) энергии колебательного движения атомов;
- 3) энергии внутриатомного движения;
- 4) потенциальной энергии молекул, зависящей от сил межмолекулярного взаимодействия;

5) потенциальной энергии атомов.

Первые три вида составляют внутреннюю кинетическую энергию рабочего тела, зависящую от температуры, два последних вида – внутреннюю потенциальную энергию рабочего тела, которая зависит от расстояния между молекулами, а, следовательно, от объема или давления газа. Внутренняя кинетическая и потенциальная энергии составляют полную внутреннюю энергию рабочего тела.

Таким образом, внутренняя энергия зависит от температуры и удельного объема рабочего тела или от его температуры и давления. Если обозначить внутреннюю энергию 1 кг через  $u$  (размерность – Дж/кг), а произвольного количества газа – через  $U$  (размерность – Дж), то в самом общем виде можно записать:

$$u = f(p, v, T). \quad (2.1)$$

С помощью уравнения состояния из уравнения (2.1) можно исключить любой из трех термических параметров и записать:

$$u = f_1(p, v), \quad u = f_2(p, T), \quad u = f_3(v, T). \quad (2.2)$$

Следовательно, внутренняя энергия есть некоторая однозначная функция состояния рабочего тела или, иначе, функция любых двух независимых параметров, определяющих состояние тела. Являясь функцией состояния или функцией основных параметров состояния, внутренняя энергия газа сама является *параметром состояния*, величиной которого можно характеризовать состояние рабочего тела.

Из этого основного свойства внутренней энергии следует, что ее изменение не зависит от характера процесса, т.е. от промежуточных состояний тела, а полностью определяется начальным и конечным его состоянием. Поэтому для процессов а, в, с и т.д. (рис. 2.1) изменение внутренней энергии будет одинаковым

$$\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c = \dots = \int_1^2 du = f_2(p_2, v_2) - f_2(p_1, v_1) = u_2 - u_1 = \Delta u.$$

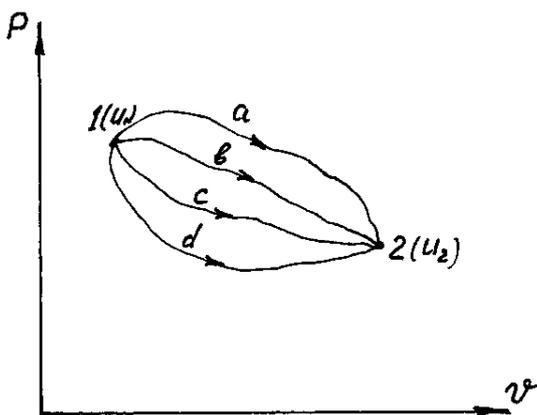


Рис. 2.1. График зависимости внутренней энергии от начального и конечного состояния процесса

В этих условиях  $du$  будет являться полным дифференциалом внутренней энергии  $u$ , который, например, при независимых параметрах  $T$  и  $v$ , может быть представлен равенством

$$du = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv.$$

Для круговых процессов или циклов будет справедливо

$$\Delta u = \oint du = 0.$$

У идеального газа отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, поэтому потенциальная энергия молекул этого газа равна нулю. Следовательно, внутренняя энергия идеального газа состоит только лишь из внутренней кинетической энергии и не зависит от удельного объема и давления, а зависит только от температуры:

$$u = f(T). \quad (2.3)$$

Тогда для идеального газа будет справедливо

$$\left( \frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0 \quad \text{и} \quad \left( \frac{\partial u}{\partial p} \right)_T = 0. \quad (2.4)$$

Соотношения (2.4) аналитически выражают закон Джоуля, который гласит, что внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема и давления. Вследствие этого во всех термодинамических процессах, осуществляемых с одинаковым изменением температуры, внутренняя энергия идеального газа будет изменяться одинаково (рис. 2.2).

$$\Delta u_{AB} = \Delta u_{AC} = \Delta u_{AD} = u_2 - u_1 = f(T_2) - f(T_1). \quad (2.5)$$

Поскольку в процессе АВ (изохорный процесс  $v = \text{const}$ ) работа не совершается, то в нем все тепло, сообщаемое телу, идет на изменение внутренней энергии  $q_v = c_v(t_2 - t_1) = \Delta u$ .

Следовательно, для этого процесса

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(t_2 - t_1). \quad (2.6)$$

Очевидно, формула (2.6) будет справедлива на основании равенства (2.5) для всех процессов, в которых температура меняется от  $t_1$  до  $t_2$ .

Для элементарного процесса будем иметь

$$du = c_v dt. \quad (2.7)$$

Из уравнения (2.7) следует, что  $c_v = du/dT$  или при  $v = \text{const}$  можно записать:

$$c_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v. \quad (2.8)$$

Для произвольной массы газа  $M$  изменение внутренней энергии идеального газа в любом процессе

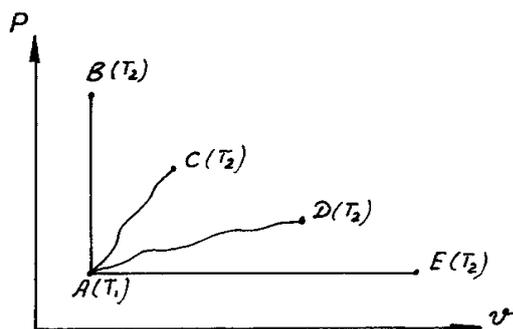


Рис. 2.2. График зависимости внутренней энергии с одинаковым изменением температуры для различных термодинамических процессов

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Mc_v(t_2 - t_1). \quad (2.9)$$

Работа изменения объема. Пусть в цилиндре под поршнем (рис. 2.3) находится в равновесном состоянии 1 кг рабочего тела, производящего на поршень площадью  $F$  давление  $p$ .

Работа, произведенная рабочим телом против действия внешних сил (при расширении) или внешними силами над рабочим телом (при сжатии), называется работой изменения объема. Обозначим эту работу для 1 кг как  $l$  (размерность – Дж/кг) и для произвольной массы как  $L$  (размерность – Дж).

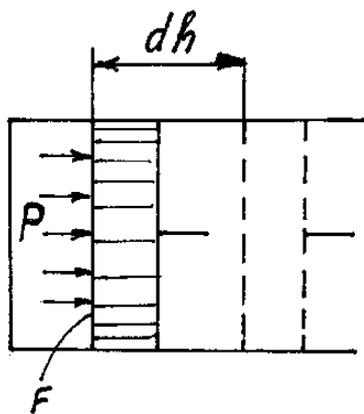


Рис. 2.3. Схема определения работы в цилиндре с поршнем

При расширении газ совершает работу против сил внешней среды, передавая ей при этом энергию; при сжатии, наоборот, газ воспринимает работу, совершаемую внешней средой.

При бесконечно малом перемещении поршня  $dh$  элементарная работа, производимая рабочим телом (при принятии  $p = \text{const}$ ),  $dl = p \cdot Fdh$ . Т.к.  $Fdh = dv$  представляет элементарное изменение объема, то получим

$$dl = p \cdot dv. \quad (2.10)$$

Тогда для конечного процесса 1-2 (рис. 2.4) работа изменения объема будет найдена как

$$L_{1-2} = \int_1^2 dl = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2.11)$$

Действительно, площадь под элементарным процессом 1'-2' будет равна  $p \cdot dv$ , т.е.  $dl$ .

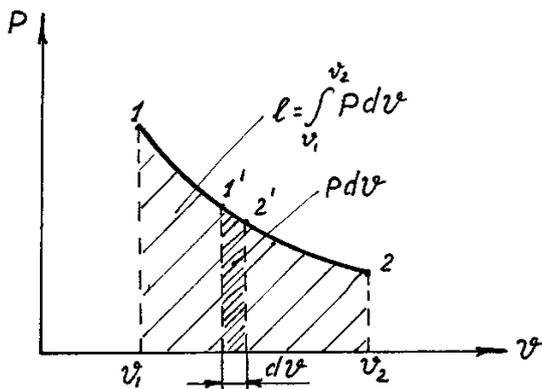


Рис. 2.4. График зависимости работы изменения объема

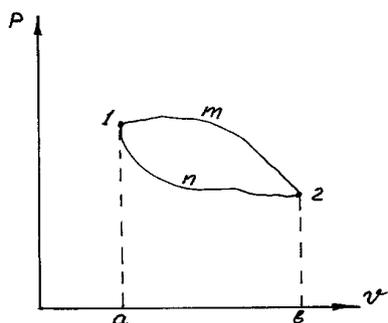


Рис. 2.5. График зависимости работы, протекающей между начальным и конечным состояниями

Интегрируя это выражение в пределах от состояния 1 до состояния 2 или от  $v_1$  до  $v_2$ , получим работу для процесса 1-2. Следовательно, в  $p, v$ -диаграмме площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами линии процесса и осью абсцисс, изображает в определенном масштабе работу изменения объема.

Вычисление интеграла (2.11) возможно лишь тогда, когда известна функциональная связь между давлением и объемом.

Если взять два процесса 1-m-2 и 1-n-2 (рис. 2.5), протекающих между одинаковыми начальным и конечным состояниями, то работа в них будет различна, т.к. различны площади, изображающие эти работы.

Процесс 1-m-2 – работа соответствует площади  $a1m2b$ . Процесс 1-n-2 – работа соответствует площади  $a1n2b$ . Следовательно, между заданными

состояниями рабочего тела величина работы изменения объема зависит от характера процесса. Работа изменения объема является функцией не состояния, а процесса. И характер последнего всецело определяет численное значение работы. Поэтому работа не является параметром состояния и не имеет полного дифференциала.

Если работу совершает  $M$  килограмм газа, то формула для работы принимает вид

$$L_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dV = M \int_{v_1}^{v_2} p dv = M \cdot l. \quad (2.12)$$

Теплота. Теплота является одним из наиболее важных понятий термодинамики. По своему существу понятие теплоты близко к понятию работы. Теплота и работа являются формами передачи энергии. Поэтому нельзя говорить, что тело обладает каким-то запасом теплоты или работы. Можно лишь сказать, что телу сообщена (или от тела отнята) определенная теплота или определенная работа. Различие между теплотой и работой состоит в том, что

они являются различными формами передачи энергии. Теплота является формой передачи энергии между телами, представляющей собой совокупность микрофизических процессов. Работа же – это передача энергии за счет макропроцессов. Будем обозначать теплоту, сообщаемую или отнимаемую от 1 кг рабочего тела,  $q$ , и для произвольного количества газа –  $Q$ .

Количество теплоты, получаемое телом, как и работа зависит от характера процесса, поэтому  $q$  не является параметром состояния и не имеет полного дифференциала. Количество теплоты рассчитывают по формулам (1.36), (1.37) и (1.38), подставляя в них теплоемкости соответствующих процессов.

## 2.2. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

В общем случае, когда в результате подвода теплоты к рабочему телу его температура повышается и вследствие увеличения объема совершается работа, подведенная к телу, теплота расходуется на увеличение внутренней энергии тела и на совершение работы. Сказанное может быть выражено уравнением

$$q = \Delta u + l. \quad (2.13)$$

Уравнение (2.13) представляет уравнение первого закона термодинамики, записанное в интегральной форме для 1 кг рабочего тела.

Для элементарного процесса уравнение (2.13) принимает вид

$$dq = du + dl. \quad (2.14)$$

Если в уравнение (2.14) подставить значение работы по формуле (2.10), то получим

$$dq = du + p d\nu. \quad (2.15)$$

Уравнения (2.13), (2.14) и (2.15) справедливы как для идеальных, так и для реальных газов.

Уравнение (2.15) в применении к идеальным газам, для которых  $du = c_v dT$ , принимает вид

$$dq = c_v dT + p d\nu. \quad (2.16)$$

Для конечного процесса уравнение (2.16) запишется так:

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu. \quad (2.17)$$

Если в процессе участвует  $M$  килограмм газа, то

$$Q = Mc_v(T_2 - T_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dV. \quad (2.18)$$

Теплота, изменение внутренней энергии и работа, входящие в уравнение первого закона термодинамики, могут быть положительными и отрицательными, а в отдельных случаях равными нулю.

Принято: 1) теплота подводится к рабочему телу  $dq > 0$ ; 2) теплота отводится от рабочего тела  $dq < 0$ ; 3) температура рабочего тела растет ( $dT > 0$ )  $du > 0$ ; 4) температура рабочего тела уменьшается ( $dT < 0$ )  $du < 0$ ; 5) работа совершается газом при его расширении ( $dv > 0$ )  $dl > 0$ ; 6) работа воспринимается газом в процессах сжатия ( $dv < 0$ )  $dl < 0$ .

### 2.3. Энтальпия. Уравнение первого закона термодинамики через изменение энтальпии. Техническая работа

Ранее были рассмотрены четыре параметра состояния рабочего тела  $p$ ,  $v$ ,  $T$  и  $u$ . Для исследования термодинамических процессов и циклов целесообразно ввести новый параметр состояния рабочего тела – энтальпию, который обозначают для 1 кг рабочего тела  $h$ , (размерность – Дж/кг) и для произвольной массы  $H$ , (размерность – Дж).

$$h = u + pv. \quad (2.19)$$

Таким образом, энтальпия равна внутренней энергии тела, сложенной с величиной  $pv$ , представляющей собой работу, которую необходимо затратить, чтобы ввести рассматриваемое тело с объемом  $V$  в окружающую среду, имеющую давление  $p$  и находящуюся с телом в равновесном состоянии. Эта работа, отдаваемая среде, называется потенциальной энергией давления. Следовательно, энтальпия является суммой внутренней энергии тела и потенциальной энергии давления среды.

Энтальпию и внутреннюю энергию называют калорическими параметрами.

Введем энтальпию в уравнение первого закона термодинамики. Для этого к правой части уравнения (2.15) добавим и вычтем величину  $vdp$ :

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

Помня об уравнении (2.19), последнее уравнение перепишем следующим образом:

$$dq = dh - vdp. \quad (2.20)$$

Выражение (2.20) представляет собой уравнение первого закона термодинамики, записанное через изменение энтальпии.

В интегральной форме уравнение (2.20) запишется как

$$q = h_2 - h_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (2.21)$$

Выведем уравнение для расчета изменения энтальпии. Согласно (2.19) запишем

$$h = u + p v = u + R T.$$

Продифференцируем последнее выражение:

$$dh = du + R dT = c_v dT + R dT = (c_v + R) dT = c_p dT.$$

Следовательно,

$$dh = c_p dT, \quad (2.22)$$

$$\text{или} \quad \Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1). \quad (2.23)$$

Тогда уравнение (2.20) принимает вид

$$dq = c_p dT - v dp. \quad (2.24)$$

Из уравнения (2.22) следует, что

$$c_p = \frac{dh}{dT} = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p. \quad (2.25)$$

Энтальпия, как и внутренняя энергия, является функцией состояния рабочего тела и ее изменение не зависит от характера процесса. Условно считают, что энтальпия и внутренняя энергия равны нулю при  $t = 0 \text{ } ^\circ\text{C}$ .

Второе слагаемое в правой части уравнений (2.20) и (2.21) представляет собой техническую (или располагаемую) работу 1 кг рабочего тела. Удельную техническую работу будем обозначать  $l'$ , (размерность Дж/кг).

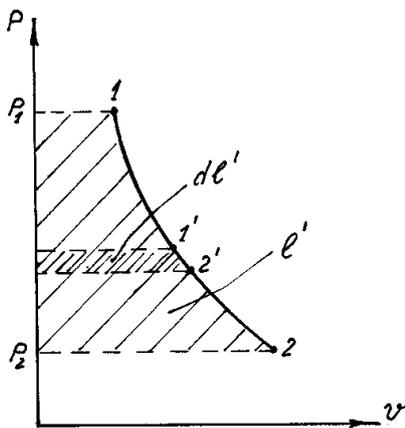


Рис. 2.6. График зависимости технической работы в координатах  $P$  и  $v$

$$dl' = -v dp \quad (2.26)$$

или в интегральной форме

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (2.27)$$

Графически в координатах  $p$  и  $v$  техническая работа изображается площадью, ограниченной линией процесса, крайними

абсциссами линии процесса и осью ординат (рис. 2.6). Использование технической работы в ряде расчетов (как мы увидим далее) очень удобно.

#### **2.4. Уравнение первого закона термодинамики для потока газа**

Аналитическое выражение первого закона термодинамики (2.14) было записано для процессов, в которых не происходит перемещение газа в пространстве. В случае, если газ наряду с расширением или сжатием еще и перемещается в пространстве, то необходимо учитывать изменение его внешней кинетической энергии. В этом случае уравнение первого закона термодинамики для потока газа принимает вид

$$dq = dh + \frac{dw^2}{2}, \quad (2.28)$$

где  $w$  – скорость потока;  $dw^2/2$  – изменение кинетической энергии газового потока.

В интегральной форме

$$q = h_2 - h_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (2.29)$$

Если газу при его движении не сообщается тепло ( $dq = 0$ ), то уравнение (2.28) принимает вид

$$\frac{dw^2}{2} = -dh. \quad (2.30)$$

В интегральной форме

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = -(h_2 - h_1) = h_1 - h_2. \quad (2.31)$$

Из уравнений (2.30) и (2.31) следует, что при движении газа через канал без теплообмена с внешней средой приращение кинетической энергии происходит за счет уменьшения его энтальпии.

### **ЛЕКЦИЯ 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ**

#### **3.1. Содержание и формулировки второго закона термодинамики. Круговые процессы, или циклы. Цикл Карно**

При рассмотрении первого закона термодинамики были установлены количественные зависимости при взаимных превращениях энергии в термодинамических процессах. Но первый закон совершенно не рассматривает условий, при которых возможно осуществить превращение одних видов энергии в другие.

Второй закон термодинамики, дополняя первый, рассматривает эти условия. Названные условия и являются содержанием второго закона термодинамики. Так, например, второй закон термодинамики устанавливает, что превращение работы в теплоту происходит всегда полностью и безусловно; превращение же теплоты в работу возможно лишь при вполне определенных условиях, а именно при наличии горячего и холодного источников теплоты. При этом второй закон устанавливает пределы возможных превращений теплоты в работу.

Вторым примером может служить передача теплоты. Переход теплоты от нагретого тела к холодному осуществляется при всех условиях сам собой, тогда как обратный процесс – переход теплоты от холодного тела к горячему – сам собой осуществляться не может.

Второй закон термодинамики устанавливает, что необратимые (самопроизвольные) процессы возможны в том случае, когда в системе нет равновесия, например, когда в системе имеется разность температур, и что течение этих процессов осуществляется всегда в направлении, приближающем систему к состоянию равновесия, при котором они заканчиваются.

Существует довольно много формулировок второго закона термодинамики. Приведем некоторые из них. Формулировка Карно: «Теплота только тогда может быть преобразована в работу, когда имеется перепад температур».

Формулировка Клаузиуса: «Теплота не может переходить сама собой от холодного тела к более нагретому».

Формулировка Томсона (лорд Кельвин) известна как утверждение о невозможности построения вечного теплового двигателя второго рода, т.е. двигателя, полностью превращающего теплоту в работу. Согласно этой формулировке, «из всей теплоты, подведенной от «горячего» источника (нагревателя), только часть ее может быть преобразована в работу, остальная же часть должна быть отведена в «холодный» источник (холодильник)».

Круговые процессы или циклы, термический КПД, холодильный коэффициент.

Для превращения теплоты в работу в тепловом двигателе используется способность рабочего тела расширяться при подводе к нему тепла в цилиндрах или особых рабочих камерах. Длительное получение работы требует

постоянного повторения процессов расширения. Повторять процессы расширения можно двумя способами.

1. Удалять рабочее тело после его расширения и вводить новую порцию с теми же начальными параметрами.

2. Возвращать рабочее тело в первоначальное состояние сжатием и повторять процессы расширения.

По первому способу работают все реальные периодически действующие тепловые двигатели.

Однако для термодинамических рассуждений вовсе не обязательно иметь дело с новыми порциями рабочего тела, т.к. с точки зрения преобразования теплоты в работу безразлично, останется ли прежнее рабочее тело или вводится новое с теми же параметрами. Поэтому можно исходить из того, что в цилиндре двигателя все время находится одно и то же количество газа, которое проходит через ряд изменений своего состояния, обмениваясь при этом теплотой с горячим и холодным источниками теплоты или, как принято говорить, с

высшим и низшим источниками теплоты. Рассмотрим такой процесс в  $p, v$ -координатах.

Пусть процесс расширения при переходе поршня из левого положения в правое изобразится кривой 1-3-2 (рис. 3.1). Для совершения следующего такого же процесса рабочее тело должно вернуться в точку 1. Приведение рабочего тела в начальное состояние совершается путем его сжатия при обратном ходе поршня. Сжатие может быть осуществлено различными путями: по кривой 2-4-1; 2-3-1; 2-5-1.

Площадь под кривой расширения 1-3-2 измеряет работу расширения ( $61327$ ), площади под кривыми сжатия 2-4-1 ( $61427$ ); 2-3-1 ( $61327$ ); и 2-5-1 ( $61527$ ) – соответственно работы сжатия.

Из сказанного ясно, что при сжатии по линии 2-3-1 работа сжатия равна работе расширения, при сжатии по линии 2-4-1 работа сжатия больше работы расширения, т.е. машина никакой полезной работы не совершает. Если же сжатие совершается по кривой 2-5-1, то в этом случае работа расширения будет больше работы сжатия и машина совершит полезную работу. Эту разность между работой расширения и работой сжатия называют полезной работой или работой цикла.

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{расш}} - l_{\text{сж}}. \quad (3.1)$$

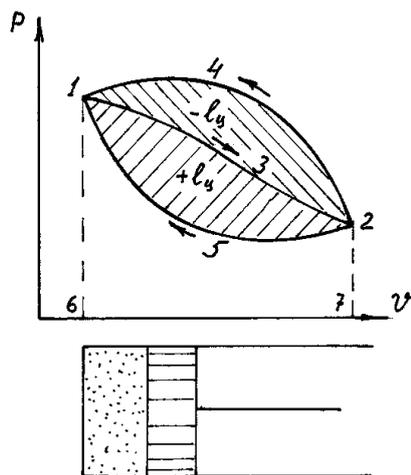


Рис. 3.1. График зависимости процесса расширения при переходе поршня из левого положения в правое

Такие процессы изменения состояния, в результате которых рабочее тело после его расширения возвращается сжатием в начальное состояние, называются круговыми процессами или циклами. Циклы в различных системах координат изображаются замкнутыми линиями.

Циклы бывают прямыми и обратными. Циклы, в которых теплота превращается в работу, называются прямыми циклами, т.е. в них работа расширения больше работы сжатия (на графике идут по часовой стрелке). На нашем рисунке цикл 13251. На основе прямых циклов работают все тепловые двигатели (двигатели внутреннего сгорания, газотурбинные установки, паросиловые установки и т.д.).

Циклы, на осуществление которых расходуется работа, называются обратными. В таких циклах работа сжатия больше работы расширения (на графике идут против часовой стрелки). На нашем рисунке это цикл 13241. На основе обратных циклов работают холодильные установки, тепловые насосы.

Циклы могут быть обратимыми и необратимыми. Они будут обратимыми, если состоят из обратимых процессов, и необратимыми при наличии в них необратимых процессов. Если даже из всех процессов один будет необратимым, то цикл целиком будет также необратимым.

Представим схему прямого цикла. Пусть имеется тело А с температурой  $T_1$  (горячий источник теплоты) и тело В с температурой  $T_2$  (холодный источник теплоты) (рис. 3.2). Следовательно,  $T_1 > T_2$ .

Имеется также рабочее тело, которое может совершать процессы расширения и сжатия. Рабочее тело получает  $q_1$  тепла и за счет этого расширяется по линии 1а2. В ходе сжатия по линии 2в1 рабочее тело отдает холодному источнику  $q_2$  тепла. Т.к. рабочее тело в конечном итоге возвращается в исходное положение 1, то изменение внутренней энергии за цикл будет равно нулю, т.е.

$$\Delta u_{\text{ц}} = 0.$$

Тогда, согласно первому закону термодинамики,

$$q_1 - q_2 = l_{\text{ц}}, \quad (3.2)$$

где  $l_{\text{ц}}$  – полезная работа за цикл.

Степень совершенства прямого цикла оценивается термическим КПД цикла  $\eta_t$

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (3.3)$$

Термическим КПД цикла называют отношение тепла, перешедшего в полезную работу, ко всему теплу, затраченному на совершение цикла. Термический КПД измеряют в процентах или долях единицы.

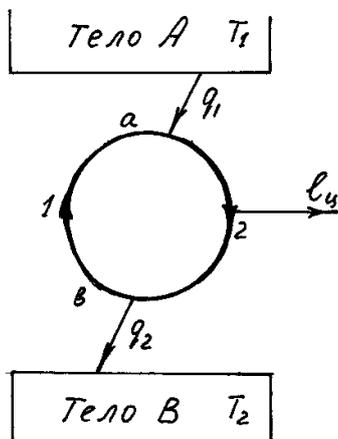


Рис. 3.2. Схема прямого цикла

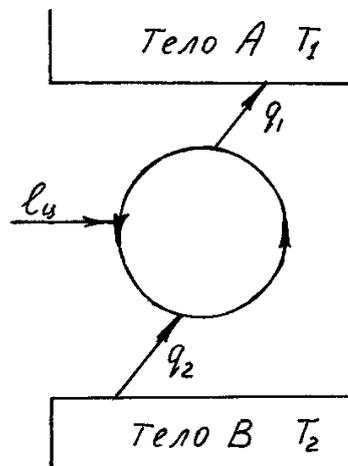


Рис. 3.3. Схема обратного цикла

Представим схему обратного цикла. Пусть имеется тело А с температурой  $T_1$  (горячий источник) и тело В с температурой  $T_2$  (холодный источник) (рис. 3.3). Имеется рабочее тело.

Причем  $T_1 > T_2$ . Для осуществления процесса расширения 1а2 от холодного источника подводится к рабочему телу  $q_2$  тепла. В процессе сжатия 2в1 от рабочего тела отводится к горячему источнику  $q_1$  тепла. Причем  $q_1 > q_2$ . Для того, чтобы такой цикл был возможен, необходимо затратить работу  $l_{ц} = l_{сж} - l_{расш}$ . При этом отведенное от рабочего тела тепло  $q_1$  будет больше подведенного к нему тепла на величину затраченной работы:

$$q_1 = q_2 + l_{ц}.$$

Степень совершенства такого цикла оценивается холодильным коэффициентом  $\varepsilon_t$ , представляющим отношение количества тепла, взятого у холодного источника  $q_2$ , к затраченной работе  $l_{ц}$ .

$$\varepsilon_t = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (3.4)$$

Прямой цикл Карно. Наивыгоднейший теоретический цикл теплового двигателя, преобразующий между заданными температурами рабочего тела максимальное количество теплоты в работу, был предложен в 1824 году французским ученым Сади Карно.

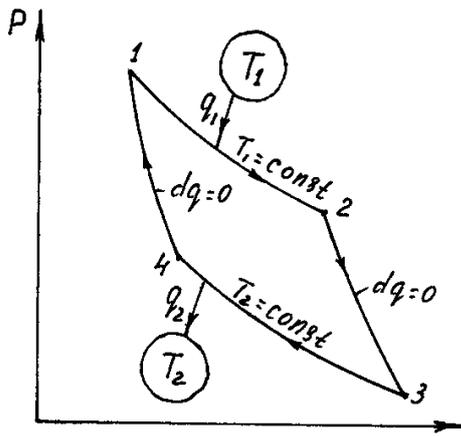


Рис. 3.4. График зависимости цикла Карно

Цикл Карно может быть представлен следующим образом (рис. 3.4). Имеются два источника тепла: высший с температурой  $T_1$  и низший с температурой  $T_2$ . Источники тепла предполагаются бесконечно большими, так что отвод тепла от высшего и сообщение тепла низшему источнику не изменяют их температур. Пусть в цилиндре под поршнем, движущимся без трения, находится в равновесии 1 кг рабочего тела. Это состояние изобразится в  $p, v$ -координатах точкой 1.

Рабочее тело приводится во взаимодействие с высшим источником и расширяется при  $T_1 = \text{const}$ , получая от источника  $q_1$  тепла. В точке 2 рабочее тело разобщается с источником тепла и дальнейшее расширение происходит без теплообмена с окружающей средой, т.е. адиабатно. В точке 3 процесс расширения заканчивается и начинается процесс сжатия. Рабочее тело сообщается с низшим источником тепла и от точки 3 до точки 4 происходит изотермическое сжатие при  $T_2 = \text{const}$ . При этом рабочее тело отдает низшему источнику  $q_2$  тепла. В точке 4 рабочее тело разобщается с низшим источником и дальнейшее сжатие от точки 4 до точки 1 происходит адиабатно. Таким образом, прямой цикл Карно состоит из следующих процессов: 1-2 – изотермическое расширение; 2-3 – адиабатное расширение; 3-4 – изотермическое сжатие; 4-1 – адиабатное сжатие.

Можно доказать (доказательство приведено в п. 3.2 этой главы), что термический КПД цикла Карно

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) позволяет сделать следующие выводы.

1. Термический КПД цикла Карно не зависит от природы рабочего тела, т.к. отсутствуют специальные характеристики, присущие отдельным рабочим телам. Это положение известно как теорема Карно.

2. Термический КПД обратимого цикла Карно полностью определяется значениями абсолютных температур горячего и холодного источников. Повышение КПД возможно путем увеличения разности (перепада) температур  $T_1$  и  $T_2$ .

3. Термический КПД цикла Карно и, следовательно, любого другого цикла всегда меньше единицы, т.к.  $T_1 \neq \infty$  и  $T_2 \neq 0$  К. Значит, все тепло, подведенное к рабочему телу, невозможно полностью превратить в полезную работу.

4. Термический КПД цикла Карно равен нулю при  $T_1 = T_2$ , т.е. получение полезной работы возможно лишь при наличии двух источников тепла с различными температурами.

Тепловых двигателей, работающих по циклу Карно, не существует. Это объясняется несколькими причинами. Во-первых, в реальных условиях трудно осуществить изотермические и адиабатические процессы. Во-вторых, в системе координат  $p, v$  изотермы и адиабаты располагаются очень близко друг к другу, вследствие этого получается незначительная внутренняя площадь цикла, а, следовательно, и полученная в нем работа. Это имеет место даже при применении очень высоких начальных давлений и больших объемов цилиндров двигателя. При этих условиях машины становятся громоздкими, с большими потерями работы на преодоление трения.

Тем не менее цикл Карно имеет для термодинамики большое значение. Он позволяет найти предельное использование теплоты при заданных температурных границах, т.е. он является эталоном, с которым можно сравнивать экономичность реальных двигателей при тех же температурных границах.

### 3.2. Энтропия. Аналитическое выражение второго закона термодинамики. Физический смысл энтропии. Тепловая диаграмма $T, s$

Термический КПД обратимого цикла Карно

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad \text{откуда}$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}; \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0.$$

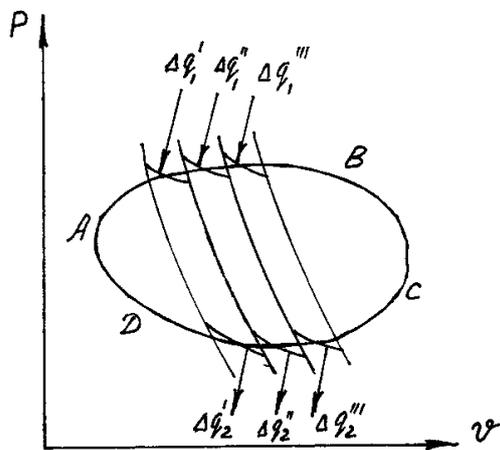
В общем случае алгебраическая сумма приведенных отношений будет равна нулю

$$\sum \frac{q}{T} = 0. \quad (3.6)$$

Отношение  $q/T$  называют приведенной теплотой. Таким образом, алгебраическая сумма приведенных теплот в обратимом цикле Карно равна нулю.

Клаузиус показал, что это равенство справедливо для любого конечного обратимого цикла произвольного очертания. Если такой произвольный цикл ABCD (рис. 3.5) разделить адиабатами на ряд элементарных циклов, заменив верхние и нижние линии циклов изотермами, получим n циклов Карно.

Для выделенных циклов по аналогии с (3.6) можно записать:



$$\sum \frac{\Delta q'}{T'} = 0, \sum \frac{\Delta q''}{T''} = 0, \dots, \sum \frac{\Delta q^n}{T^n} = 0.$$

Просуммировав эти равенства, получим  $\sum_1^n \frac{\Delta q}{T} = 0$ .

В пределе при  $n \rightarrow \infty$  изотермы будут совпадать с кривой ABCD. Тогда для рассматриваемого произвольного обратимого цикла (интегрируя по замкнутому контуру) получим

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_1^n \frac{\Delta q}{T} = 0 \quad \text{или} \quad \oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Рис. 3.5. График зависимости для любого конечного обратимого цикла произвольного очертания ABCD (3.7)

Таким образом, интеграл по замкнутому контуру (или, как говорят, круговой интеграл) от выражения  $\frac{dq}{T}$  для произвольного обратимого цикла равен нулю. Выражение (3.7) носит название интеграла Клаузиуса.

Если взять необратимый цикл Карно, осуществляемый в тех же температурных границах, что и обратимый, то  $\eta_{t \text{ необр}} < \eta_{t \text{ обр}}$ , что связано с потерями на трение, вихревыми потерями и т.п. Как известно,  $\eta_{t \text{ обр}} = 1 - T_2/T_1$ , а для необратимого цикла будет справедливо  $\eta_{t \text{ необр}} = 1 - q_2/q_1$ .

$$\text{Тогда } 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ или } \frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1}, \text{ откуда } \frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1}, \text{ или } \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} < 0.$$

Имея в виду алгебраическую сумму, запишем:

$$\sum \frac{q}{T} < 0. \quad (3.8)$$

Переходя к произвольному необратимому циклу и применяя при его исследовании тот же метод, который был применен при рассмотрении обратимого произвольного цикла, получим

$$\sum_1^n \frac{\Delta q}{T} < 0 \text{ или } \oint \frac{dq}{T} < 0. \quad (3.9)$$

Следовательно, в произвольном необратимом цикле интеграл по замкнутому контуру от  $dq/T$  меньше нуля.

Соотношение  $\oint \frac{dq}{T} = 0$ , полученное для обратимых циклов, устанавливает весьма важные положения термодинамики. Действительно, поскольку интеграл по замкнутому контуру от выражения  $dq/T$  равен нулю, то (как известно из математики) подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции. В данном случае – функции состояния рабочего тела.

Эта функция состояния называется *энтропией* и обозначается для 1 килограмма как  $s$ , (размерность – Дж/кг·К), а для произвольного количества газа –  $S$ , (размерность – Дж/К).

Тогда

$$ds = dq/T, \text{ или } dS = dQ/T. \quad (3.10)$$

Следовательно, энтропия представляет собой однозначную функцию состояния рабочего тела, принимающую для каждого его состояния определенное значение. Из сказанного следует, что энтропия есть функция любой пары параметров, т.е.  $s = f_1(p, v)$ ;  $s = f_2(v, T)$ ;  $s = f_3(p, T)$ .

Таким образом, энтропия принадлежит к той же группе величин, что и внутренняя энергия и энтальпия, т.е. величина изменения энтропии в процессе определяется только начальным и конечным состоянием рабочего тела и не зависит от характера процесса. Другими словами, энтропия является параметром состояния и, следовательно, изменение энтропии в циклах равно нулю.

Аналитическое выражение второго закона термодинамики. Обратимые процессы.

Для обратимых процессов было получено  $ds = dq/T$ .

Уравнения

$$ds = dq/T, \text{ или } dq = T \cdot ds \quad (3.11)$$

являются уравнениями второго закона термодинамики для обратимых процессов, записанными в дифференциальной форме.

Или в интегральной форме:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}.$$

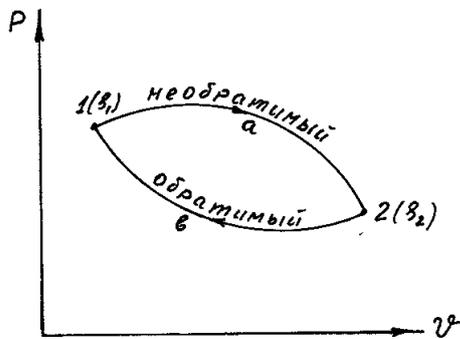
(3.12)

Подставляя в (3.11) значение  $dq = du + dl$  по первому закону, получим

$$Tds = du + dl. \quad (3.13)$$

Уравнение (3.13) аналитически выражает для обратимых процессов первый и второй законы термодинамики.

Необратимые процессы. Допустим, что газ после осуществления необратимого процесса 1-а-2 возвращается из конечного состояния 2 в начальное 1 обратимым процессом 2-б-1 (рис. 3.6). В результате этих двух процессов будет осуществлен необратимый в целом цикл 1-а-2-б-1, для которого будет справедливо:  $\oint \frac{dq}{T} < 0$ .



Круговой интеграл представим в виде суммы двух интегралов:

$$\int_1^2 \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}} + \int_2^1 \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}} < 0.$$

Но т.к. для обратимого процесса справедливо равенство  $\int_2^1 \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}} = s_1 - s_2$ , то

Рис. 3.6. График зависимости  $\oint \frac{dq}{T} < 0$  предыдущее неравенство примет вид необратимого цикла

$$\int_1^2 \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}} + (s_1 - s_2) < 0, \quad \text{или}$$

$$s_2 - s_1 > \int_1^2 \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}}. \quad (3.14)$$

Или в дифференциальной форме

$$ds > \left( \frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}}. \quad (3.15)$$

Выражения (3.14) и (3.15) представляют аналитические выражения второго закона термодинамики для необратимых процессов.

Записав совместно первый и второй законы термодинамики для необратимых процессов, получим

$$Tds > du + dl. \quad (3.16)$$

Обобщая полученные выражения второго закона термодинамики для обратимых и необратимых процессов, получим

$$ds \geq \frac{dq}{T}, \quad (3.17)$$

где знак равенства относится к обратимым процессам, а знак неравенства – к необратимым процессам.

Если взять изолированную термодинамическую систему, то для нее  $dq = 0$ .

Тогда уравнение второго закона термодинамики для изолированной системы принимает вид

$$ds \geq 0. \quad (3.18)$$

Из уравнения (3.18) следует, что:

1) энтропия изолированной термодинамической системы при обратимых процессах не изменяется:  $ds = 0$ ;

2) энтропия изолированной системы при необратимых процессах возрастает:  $ds > 0$ .

Физический смысл энтропии. Пусть имеется изолированная термодинамическая система, в которой имеются три источника тепла А, В, С с температурами  $T_1 > T_2 > T_3$  (рис. 3.7). За счет некоторого количества тепла  $q_1$  наибольшую работу в данной системе можно осуществить в обратимом цикле Карно между температурами  $T_1$  и  $T_3$ .

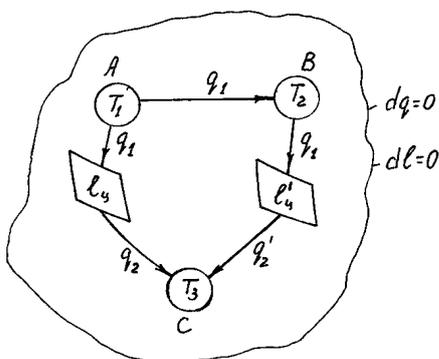


Рис. 3.7. Схема изолированной термодинамической системы с тремя источниками тепла А, В и С

Эта работа для 1 килограмма рабочего тела будет  $I_{\text{н}} = q_1 \eta_t = q_1 \left(1 - \frac{T_3}{T_1}\right)$ .

Допустим теперь, что между телами А и В совершается реальный (необратимый) процесс теплообмена при конечной разности температур, в результате которого тело А отдает телу В  $q_1$  тепла, понижая тем самым свою температуру до  $T_2$ . Температура же тела В вследствие того, что оно является бесконечно большим источником тепла, не изменяется и остается равной  $T_2$ .

Энтропия системы в целом возрастает. Какая же максимальная работа сможет совершиться после такого теплообмена в термодинамической системе за счет тепла  $q_1$ ? Наивысшая температура в системе после теплообмена стала

$T_2$ , низшая осталась без изменения. Тогда за счет цикла Карно может быть получена работа

$$l'_c = q_1 \cdot \eta'_t = q_1 \left( 1 - \frac{T_3}{T_2} \right).$$

Поскольку  $T_1 > T_2$ , то и  $l_c > l'_c$ . Т.е. возрастание энтропии системы привело к уменьшению возможной работы (работоспособности) энергии системы на величину

$$\Delta l = l_c - l'_c = q_1 \left( \frac{T_3}{T_2} - \frac{T_3}{T_1} \right) = T_3 \left( \frac{q_1}{T_2} - \frac{q_1}{T_1} \right) = T_3 \Delta s \quad (3.19)$$

Уравнение (3.19) называют уравнением Гюи-Стодолы. Оно показывает, что уменьшение работоспособности энергии изолированной термодинамической системы, происходящее вследствие необратимости процессов в ней, равно произведению приращения энтропии системы на низшую температуру в системе.

Таким образом, необратимые процессы, происходящие в изолированной системе, приводят к уменьшению возможной работы (потере работоспособности энергии системы), хотя сама энергия системы в соответствии с первым законом термодинамики остается неизменной. Потерю работоспособности называют также обесцениванием или деградацией энергии.

Значит, с физической точки зрения энтропию можно рассматривать как меру потери работоспособности энергии системы. Чем больше рост энтропии системы, тем меньше работоспособность энергии системы.

Тепловая диаграмма  $T, s$ . Система координат  $T, s$  или, иначе, тепловая диаграмма  $T, s$  имеет широкое применение при исследовании и расчете термодинамических процессов и циклов. В этой системе ось ординат является осью абсолютных температур, а ось абсцисс – осью удельной энтропии. В системе координат  $T, s$  так же, как и в системе координат  $p, v$  равновесное состояние газа изображается точкой, обратимый процесс – некоторым графиком, а цикл – замкнутой линией. Из основных соотношений обратимых процессов  $ds = \frac{dq}{T}$ ;  $dq = Tds$  и  $q = \int_1^2 Tds$  следует, что в  $T,s$ -диаграмме теплота, сообщаемая или отнимаемая от газа в обратимом процессе, изображается площадью, ограниченной линией процесса, ее крайними ординатами и осью абсцисс (рис. 3.8). Поэтому диаграмма  $T, s$  получила название тепловой диаграммы.

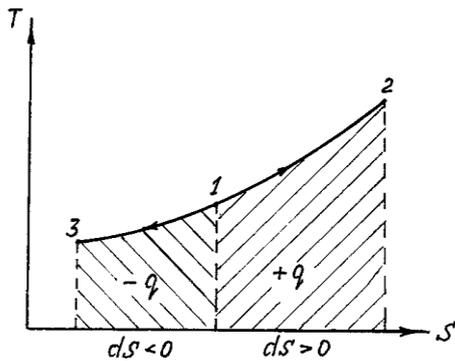


Рис. 3.8. Тепловая диаграмма T, s

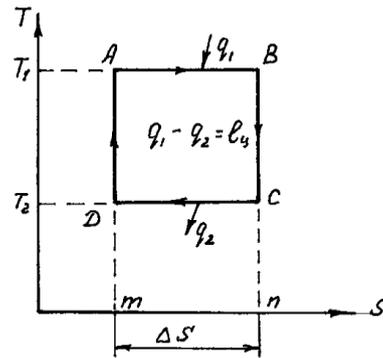


Рис. 3.9. Цикл Карно ABCD в координатах T, s

Формула  $dq = Tds$  показывает, что знаки теплоты и изменения энтропии всегда будут одинаковыми. Если энтропия увеличивается, то тепло подводится к газу, т.е. если  $ds > 0$ , то  $dq > 0$ . Если энтропия уменьшается, то теплота отводится от газа:  $ds < 0$  и  $dq < 0$ . Если в координатах T, s (рис. 3.9) изобразить цикл Карно ABCD, то можно достаточно просто вывести формулу (3.5) термического КПД цикла Карно.

На рисунке 3.9 AB – изотермическое расширение, BC – адиабатное расширение, CD – изотермическое сжатие, DA – адиабатное сжатие. Подведенное тепло в цикле Карно изобразится площадью mABn, т.е.  $q_1 = T_1(s_2 - s_1) = T_1\Delta s$ . Отведенное в цикле тепло изобразится площадью mDcn, т.е.  $q_2 = T_2(s_2 - s_1) = T_2\Delta s$ .

Тогда

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1\Delta s - T_2\Delta s}{T_1\Delta s} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

## 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

### 4.1. Метод исследования процессов

Метод исследования процессов является общим, не зависящим от особенностей того или иного процесса, и состоит в следующем.

1. На основании рассмотрения условий, при которых осуществляется процесс, выводится уравнение процесса.

2. В системе координат p, v строится график процесса.

3. Выводятся формулы зависимостей между параметрами вида:  $p = f_1(v)$ ;  $T = f_2(v)$ ;  $T = f_3(p)$ .

4. Определяется изменение внутренней энергии рабочего тела по общей для всех процессов формуле  $du = c_v dT$ .

5. Определяются работа изменения объема по выражению  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$  и техническая работа по формуле  $l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$ .

6. Определяется количество тепла, участвующего в процессе, по уравнениям  $q = \Delta u + l$  или  $q = c(T_2 - T_1)$ , где  $c$  – теплоемкость в данном процессе.

7. Определяется изменение энтропии в процессе и строится график процесса в  $T, s$ -координатах.

Практический интерес представляют следующие термодинамические процессы:

- 1) изохорный ( $v = \text{const}$ );
- 2) изобарный ( $p = \text{const}$ );
- 3) изотермический ( $T = \text{const}$ );
- 4) адиабатический ( $dq = 0$ );
- 5) политропный, для которого предыдущие четыре процесса являются частными случаями.

#### 4.2. Изохорный, изобарный, изотермический процессы

Изохорный процесс. Процессы, протекающие при постоянном объеме рабочего тела, называются изохорными процессами. Линию, изображающую изохорный процесс (рис. 4.1), называют изохорой. Уравнение изохорного процесса в координатах  $p, v$  будет

$$v = \text{const}, \quad \text{или} \quad dv = 0.$$

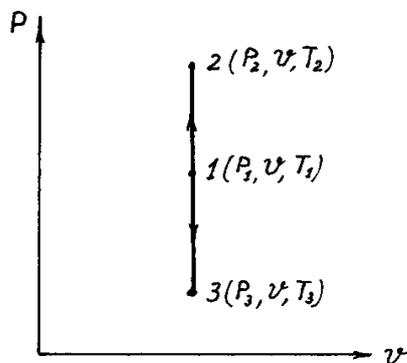


График процесса в координатах  $p, v$ : вертикаль 1-2 или 1-3. 1-2 – подвод теплоты, 1-3 – отвод теплоты.

Зависимость между параметрами получим из уравнений состояния для состояний 1 и 2:

$$p_2 v = RT_2 \quad \text{и} \quad p_1 v = RT_1.$$

Относя эти уравнения друг к другу, получим

Рис. 4.1. График  $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$ . (4.1)

зависимости

изохорного процесса (изохора)

Уравнение (4.1) представляет собой закон Шарля, согласно которому в изохорном процессе отношение давлений прямо пропорционально отношению абсолютных температур.

Изменение внутренней энергии  $\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$ .

Работа изменения объема  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0$ , т.к.  $dv = 0$ .

Техническая работа в процессе 1-2  $l'_{1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1)$ ,

в процессе 1-3  $l'_{1-3} = - \int_{p_1}^{p_3} v dp = -v(p_3 - p_1) = v(p_1 - p_3)$ .

Количество тепла  $q_v = \Delta u = c_v(T_2 - T_1)$ , т.к.  $l = 0$ , т.е. в изохорном процессе все тепло, сообщаемое рабочему телу, идет на увеличение его внутренней энергии.

Изменение энтропии в процессе найдем по уравнению второго закона термодинамики:

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T},$$

(4.2)

$$\text{или } \Delta s_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

(4.3)

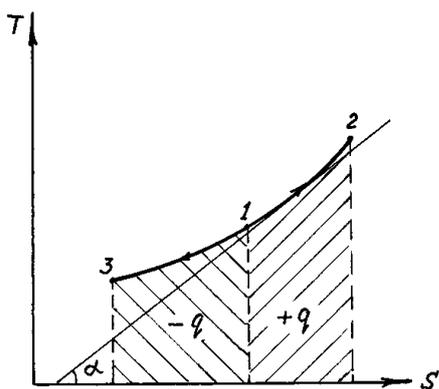


Рис. 4.2. График изохоры в осях T, s

Эта формула показывает, что изохора в осях T, s (рис. 4.2) будет логарифмической кривой, 1-2 — подвод тепла, 1-3 — отвод тепла.

Вид и особенности изохоры могут быть установлены при рассмотрении ее углового коэффициента

$$\left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_v = \operatorname{tg} \alpha.$$

Из уравнения (4.2) получим  $\frac{ds_v}{dT_v} = \frac{c_v}{T}$ , откуда

$$\operatorname{tg} \alpha = \left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_v = \frac{T}{c_v}. \quad (4.4)$$

Как видим из уравнения (4.4), угловой коэффициент изохоры возрастает по мере увеличения температуры газа. Это значит, что изохора своей выпуклостью обращена в сторону оси абсцисс.

**Изобарный процесс.** Процессы, протекающие при постоянном давлении рабочего тела, называются изобарными процессами. Линия, изображающая изобарный процесс, называется изобарой. Уравнение изобарного процесса в координатах  $p, v$ :  $p = \text{const}$  или  $dp = 0$ .

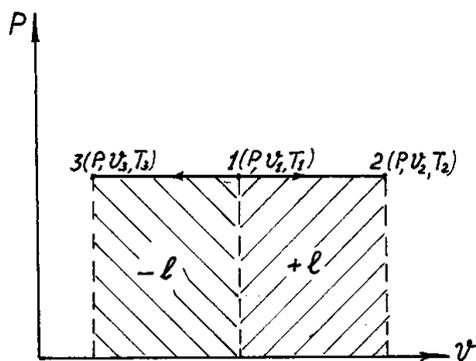


Рис. 4.3. График зависимости изобарного процесса (изобара)

График процесса (рис. 4.3) – горизонталь 1-2 или 1-3. 1-2 – расширение (подвод тепла), 1-3 – сжатие (отвод тепла). Найдём соотношение параметров. Относя уравнение состояния  $p v_2 = R T_2$  к  $p v_1 = R T_1$ , получим

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.5)$$

Уравнение (4.5) представляет собой закон Гей-Люссака, согласно которому в изобарном процессе отношение объёмов

газа прямо пропорционально отношению абсолютных температур.

Изменение внутренней энергии –  $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$ .

Работа изменения объёма –

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1).$$

Техническая работа  $l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = 0$ , т.к.  $dp = 0$ .

Количество тепла, участвующего в процессе:

$$q_p = c_p(T_2 - T_1) = h_2 - h_1. \quad (4.6)$$

Равенство (4.6) вытекает из уравнения (2.23). Следовательно, в изобарном процессе количество подведённого или отведённого тепла равно изменению энтальпии рабочего тела.

Изменение энтропии

$$ds = \frac{dq}{T} = c_p \frac{dT}{T}, \quad (4.7)$$

или в интегральной форме

$$\Delta s_p = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.8)$$

Это уравнение показывает, что изобара в осях  $T, s$  будет логарифмической

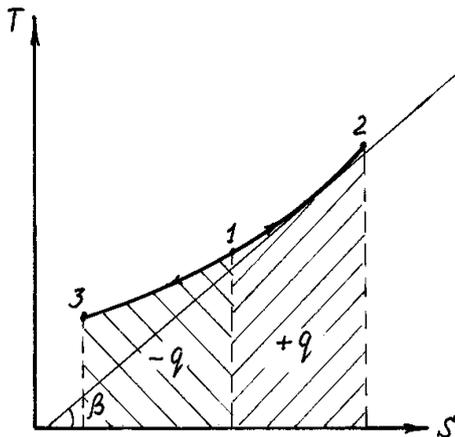


Рис. 4.4. График изобары в осях  $T, S$

кривой, направленной выпуклостью вниз (рис. 4.4):

1-2 – подвод тепла (расширение);

1-3 – отвод тепла (сжатие).

Угловой коэффициент изобары (по аналогии с изохорой) будет

$$\operatorname{tg} \beta = \left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_p = \frac{T}{c_p}.$$

Сравнение угловых коэффициентов

$$\text{изохоры и изобары } \operatorname{tg} \alpha = \frac{T}{c_v} \text{ и } \operatorname{tg} \beta = \frac{T}{c_p}$$

показывает, что изобары являются более пологими кривыми, чем изохоры, т.к.  $c_p > c_v$ .

**Изотермический процесс.** Процессы, протекающие при постоянной температуре рабочего тела, называются изотермическими процессами. Линия, изображающая изотермический процесс, называется изотермой. Условие совершения изотермического процесса –  $T = \text{const}$ , или  $dT = 0$ .

Уравнение изотермического процесса в осях  $P, v$  может быть получено из уравнения состояния  $Pv = RT$ . Т.к.  $T = \text{const}$  и  $R = \text{const}$  для данного газа, то получаем

$$Pv = \text{const}. \quad (4.9)$$

Уравнение изотермы (4.9) выражает закон Бойля-Мариотта, согласно которому при постоянной температуре отношение объемов рабочего тела обратно пропорционально отношению давлений.

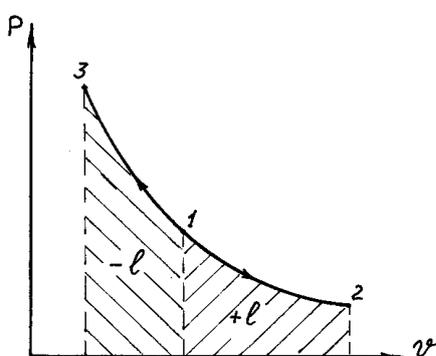


Рис. 4.5. График зависимости изотермического процесса (изотерма)

Графиком этого процесса в координатах  $P, v$  (рис. 4.5) будет равнобокая гипербола.

1-2 – расширение (подвод тепла), 1-3 – сжатие (отвод тепла). Из уравнения изотермы (4.9) получаем связь между параметрами:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4.10)$$

Изменение внутренней энергии  $du = c_v dT = 0$ , т.к.  $dT = 0$ . Вследствие этого изменение энтальпии также равно нулю:

$$dh = c_p dT = 0 \text{ и } \Delta h = 0.$$

Работа изменения объема найдется по выражению

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4.11)$$

Техническая работа

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp = \int_{p_2}^{p_1} \frac{RT}{p} dp = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4.12)$$

Следовательно, в изотермическом процессе  $l = l'$ .

Так как  $\Delta u = 0$ , то, согласно первому закону термодинамики,

$$q_T = l_T.$$

Тогда

$$q_T = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

(4.13)

Если говорить о теплоемкости в изотермическом процессе, то надо полагать, что  $c_T = \infty$ , т.к. при подводе тепла температура рабочего тела не меняется.

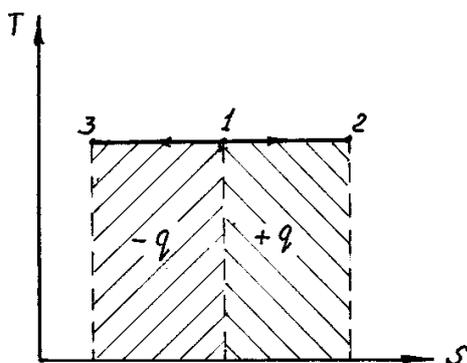


Рис. 4.6. График изотермы в осях  $T, s$

Изотерма в осях  $T, s$  изобразится горизонтальной линией (рис. 4.6). 1-2 – расширение (подвод тепла), 1-3 – сжатие (отвод тепла).

Изменение энтропии найдется по выражению

$$\Delta s_T = \frac{q}{T} = \frac{RT \ln \frac{v_2}{v_1}}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2},$$

$$(4.14)$$

откуда

$$q = T\Delta s_T \quad (4.15)$$

### 4.3. Адиабатный процесс

Процессы, протекающие без теплообмена рабочего тела с окружающей средой, называются адиабатными процессами ( $dq = 0$  и  $q = 0$ ). Линия, изображающая адиабатный процесс, называется адиабатой.

Для вывода уравнения адиабатного процесса используем уравнения первого закона термодинамики (2.24) и (2.16):

$$c_p dT - \nu dp = 0,$$

$$c_v dT + p d\nu = 0,$$

откуда  $\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{\nu dp}{p d\nu}$  или  $\kappa = -\frac{\nu dp}{p d\nu}$ . Отсюда

$$\kappa p d\nu = -\nu dp. \quad (a)$$

Левую и правую часть уравнения (а) разделим на  $p\nu$  и запишем

$$\kappa \frac{d\nu}{\nu} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (б)$$

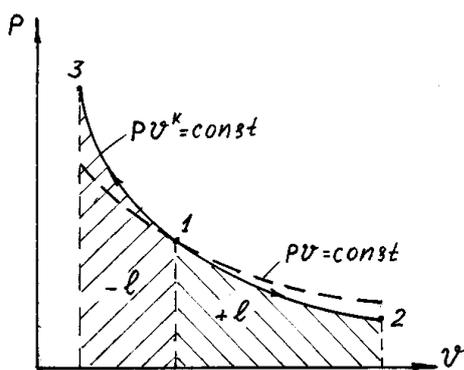
Проинтегрировав уравнение (б), получим

$$\kappa \ln \nu + \ln p = \text{const},$$

или  $\ln p\nu^\kappa = \text{const}.$

Если логарифм какой-то величины  $\text{const}$ , то и сама величина будет  $\text{const}$ . Отсюда получаем уравнение адиабаты

$$p\nu^\kappa = \text{const}. \quad (4.16)$$



Из аналитической геометрии известно, что уравнение (4.16) является уравнением неравнобокой гиперболы (рис. 4.7). 1-2 – расширение, 1-3 – сжатие. Для сравнения изображена также изотерма. Т.к.  $\kappa > 1$ , адиабата проходит всегда круче, чем изотерма. Найдем соотношения между

Рис. 4.7. График зависимости параметрами в адиабатном процессе. адиабатного процесса (адиабата)

а)  $p = f(v)$ . Из уравнения адиабаты  $p_1 v_1^{\kappa} = p_2 v_2^{\kappa}$ . Следовательно,

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa}, \quad \text{или} \quad \frac{v_2}{v_1} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}}; \quad (4.17)$$

б)  $T = f(v)$ . Записав уравнение состояния в виде  $p = RT/v$ , подставим его в уравнение адиабаты (4.16) и получим  $RTv^{\kappa}/v = \text{const}$ . Поскольку  $R$  для данного газа  $\text{const}$ , то, поделив на  $R$  последнее уравнение в его правой части, получим новую  $\text{const}$ .

$$Tv^{\kappa-1} = \text{const}. \quad (4.18)$$

Из уравнения (4.18) получим

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^{\kappa-1}; \quad (4.19)$$

в)  $T = f(p)$ . Записав уравнение состояния в виде  $v = RT/p$ , подставим его в уравнение адиабаты (4.16) и получим  $R^{\kappa} T^{\kappa} p/p^{\kappa} = \text{const}$ . Поделив это уравнение на  $R^{\kappa}$ , получим  $T^{\kappa} p^{1-\kappa} = \text{const}$ . Извлекая корень  $\kappa$ -й степени, получаем  $T p^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} = \text{const}$ . Откуда

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}, \quad \text{или} \quad \frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (4.20)$$

Изменение внутренней энергии  $\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$ .

Работу изменения объема найдем из уравнения первого закона термодинамики  $du + dl = 0$ , отсюда  $dl = -du$ , или

$$l = -(u_2 - u_1) - u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2). \quad (4.21)$$

То есть работа адиабатного расширения совершается в результате изменения внутренней энергии рабочего тела, которая уменьшается на величину, эквивалентную совершенной работе. При отрицательной работе (работе сжатия) внутренняя энергия возрастает на величину затраченной работы.

Подставив в уравнение (4.21) значение  $c_v = R/(\kappa - 1)$ , получим

$$l = \frac{R}{\kappa - 1} (T_1 - T_2). \quad (4.22)$$

Заменив в уравнении (4.22) произведения  $RT_1 = p_1 v_1$  и  $RT_2 = p_2 v_2$  по уравнению состояния, получим

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{\kappa - 1}. \quad (4.23)$$

Уравнение (4.23) может быть представлено в следующем виде:

$$l = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left( 1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right).$$

Помня, что по (4.17)  $\frac{v_2}{v_1} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{\kappa}}$ , получим

$$l = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right].$$

(4.24)

Так как по уравнению (а)  $\kappa p dv = -v dp$ , то

$$\kappa dl = dl' \text{ или } l' = \kappa l. \quad (4.25)$$

Отсюда техническая работа

$$l' = \frac{\kappa}{\kappa - 1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]. \quad (4.26)$$

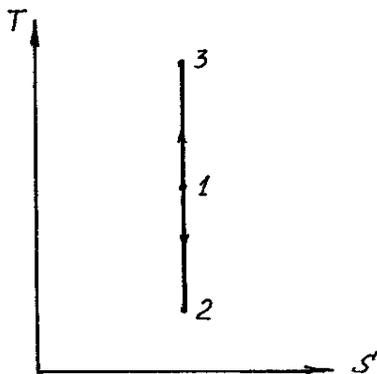


Рис. 4.8. График адиабаты в осях  $T, s$

Если говорить о теплоемкости в адиабатном процессе, то очевидно, что  $c = dq/dT = 0$ , т.к.  $dq = 0$ .

Адиабатный процесс является изоэнтروпийным процессом, т.к. для него

$$ds = \frac{dq}{T} = 0$$

и  $\Delta s = s_2 - s_1 = 0.$

(4.27)

В координатах  $T, s$  адиабата вертикальная прямая: 1-2 – расширение, 1-3 – сжатие (рис. 4.8).

#### 4.4. Политропный процесс

Выведем уравнение политропного процесса. Для этого введем понятие о политропной теплоемкости –  $c$ . Тогда  $dq = cdT$ . С учетом этого запишем уравнения первого закона термодинамики (2.24) и (2.16):

$$cdT = c_p dT - v dp,$$

$$cdT = c_v dT + p dv,$$

откуда  $\frac{(c - c_p)dT}{(c - c_v)dT} = -\frac{v dp}{p dv}$ . Обозначим  $\frac{(c - c_p)}{(c - c_v)} = n$  – показатель политропы.

Тогда последнее уравнение запишется как

$$npdv = -v dp. \quad (a)$$

Разделив уравнение (a) на  $pv$ , запишем:  $n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$ . Проинтегрировав

это уравнение, получим  $n \ln v + \ln p = \text{const}$  или  $\ln pv^n = \text{const}$ .

Откуда получим уравнение политропы

$$pv^n = \text{const}. \quad (4.28)$$

Политропным называется такой процесс изменения состояния рабочего тела, в котором показатель политропы  $n$  остается постоянным на протяжении всего процесса.

Формулы соотношения параметров газа в политропном процессе, которые являются следствием уравнений  $pv^n = \text{const}$  и  $pv = RT$ , очевидно, будут иметь тот же вид, что и выведенные выше в адиабатном процессе, но только в них показатель адиабаты  $k$  нужно заменить показателем политропы  $n$ :

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{n-1} \quad \text{и}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Изменение внутренней энергии  $\Delta u$  и энтальпии  $\Delta h$  в политропном, как и в любом термодинамическом процессе, найдется по уравнениям

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1) \quad \text{и} \quad \Delta h = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1).$$

Формулы для работы изменения объема могут быть найдены по уравнению  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ , куда подставляют  $p = p_1 v_1^n / v_2^n$ , где  $p$  и  $v$  – текущие значения параметров.

В результате интегрирования получим

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n - 1}. \quad (4.29)$$

Выражение (4.29), аналогичное адиабатному процессу, можно представить как

$$l = \frac{R}{n - 1} (T_1 - T_2), \quad (4.30)$$

$$\text{и } l = \frac{p_1 v_1}{n - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (4.31)$$

Формула для технической работы, согласно уравнению, (а)  $l' = nl$ , т.е.

$$l' = \frac{n}{n - 1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (4.32)$$

Теплоемкость газа в политропном процессе можно найти из равенства  $n = (c - c_p)/(c - c_v)$ . Откуда имеем  $nc - nc_v = c - c_p$  или  $nc - c = nc_v - kc_v$ . Отсюда  $c(n - 1) = c_v(n - k)$ . Окончательно получим

$$c = c_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (4.33)$$

Теплоемкость газа в политропном процессе в зависимости от значения показателя политропы  $n$  может быть положительной, отрицательной, равной нулю или бесконечности.

Количество тепла, участвующего в процессе,

$$q = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1). \quad (4.34)$$

Политропный процесс является обобщающим для всех ранее рассмотренных процессов. В этом нетрудно убедиться, подставляя в выражение  $n = (c - c_p)/(c - c_v)$  значения соответствующих политропных теплоемкостей:

1) для изохорного процесса

$$c = c_v; \quad n = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \pm\infty.$$

Уравнение  $p v^n = \text{const}$  представим в виде  $p^{\frac{1}{n}} v = \text{const}$ , тогда  $p^{\frac{1}{\pm\infty}} v = p^0 v = v = \text{const}$ .

Следовательно, при  $n = \pm\infty$  уравнение политропы обратилось в уравнение изохоры;

2) для изобарного процесса

$$c = c_p; \quad n = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0; \quad p v^0 = p = \text{const};$$

3) для изотермического процесса

$$n - 1 = \frac{c - c_p - c + c_v}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{\infty} = 0.$$

Следовательно,  $n - 1 = 0$ ;  $n = 1$  и  $p v^n = p v = \text{const}$ ;

4) для адиабатного процесса

$$c = 0; \quad n = \frac{0 - c_p}{0 - c_v} = \kappa; \quad p v^n = p v^\kappa = \text{const}.$$

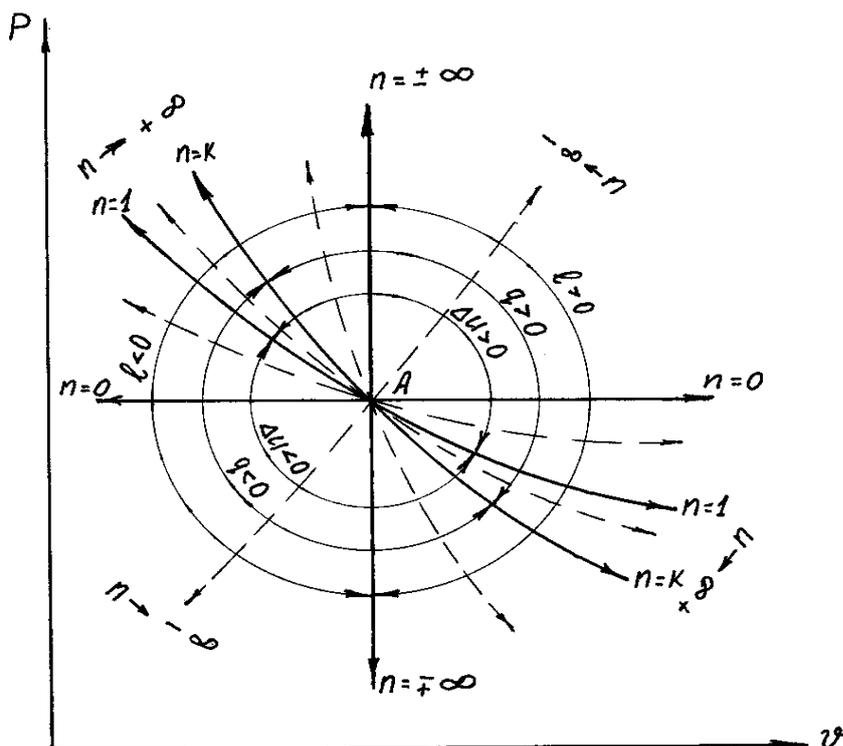


Рис. 4.9. График зависимости политропного процесса (политропа)

Если в координатах  $p, v$  выбрать произвольную точку  $A$  (рис. 4.9) и провести из нее все рассмотренные выше процессы, а также сколько угодно других процессов, в которых показатель политропы меняется от  $+\infty$  до  $-\infty$ , то можно по графику процесса сказать о знаках работы, теплоты и изменения внутренней энергии, а также о знаке показателя  $n$  (как это показано на рисунке 4.9).

Так, например, во всех процессах, исходящих из точки  $A$  и идущих правее адиабаты, теплота будет подводиться к рабочему телу  $q > 0$ , а в противоположной области отводиться  $q < 0$  и т.д.

Изменение энтропии в политропном процессе  $ds = \frac{dq}{T} = c \frac{dT}{T} = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1} \frac{dT}{T}$ , или в интегральной форме

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.35)$$

Представим основные процессы как частные случаи политропного процесса в координатах  $T, s$  (рис. 4.10). На рисунке показаны области положительной и отрицательной работы, теплоты и изменения внутренней энергии. Показатель политропы  $n$  может быть определен, если известны параметры двух точек процесса.

$$\frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^n, \text{ отсюда } \lg \frac{p_1}{p_2} = n \lg \frac{v_2}{v_1}. \text{ Тогда } n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}} \text{ или } n = \frac{\lg \frac{p_2}{p_1}}{\lg \frac{v_1}{v_2}}.$$

В литературе также приводятся чисто графические способы определения показателя политропы.

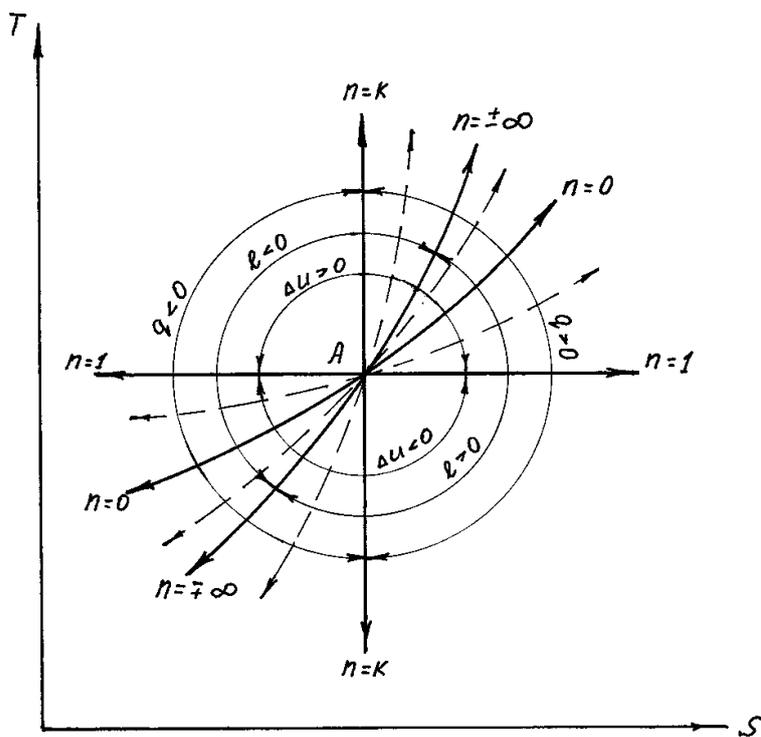


Рис. 4.10. График политропы в осях  $T, s$

## 5. РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

Если термодинамическая система находится в некотором неравновесном состоянии, то в ней возникают самопроизвольные необратимые процессы. По мере протекания этих процессов степень неравновесности системы будет уменьшаться и, наконец, совершенно исчезнет и система придет в состояние равновесия. Необратимые процессы в системе, сопровождавшиеся ростом энтропии, прекратятся. Очевидно, что в состоянии равновесия система будет обладать максимальным значением энтропии. Тогда условие равновесия термодинамической системы аналитически будет выражаться условием максимума ее энтропии, т.е. соотношениями

$$s = s_{\max}; \quad ds = 0.$$

Таким образом, энтропия является наиболее общей функцией, с помощью которой можно определить направление процессов и условия равновесия.

В ряде случаев условия равновесия систем могут выражаться не только через изменение энтропии, но и через изменение некоторых других термодинамических функций состояния. Это, например, относится к изохорно-изотермическим и изобарно-изотермическим системам, в которых постоянными являются  $v$  и  $T$  или  $p$  и  $T$ .

Равновесие изохорно-изотермических систем. Свободная энергия.

Согласно уравнениям (3.13) и (3.16) совместное уравнение первого и второго законов термодинамики принимают вид

$$Tds \geq du + pdv. \quad (5.1)$$

Откуда

$$du - Tds \leq -pdv. \quad (5.2)$$

Из левой и правой части уравнения (5.2) вычтем  $sdT$ :

$$du - Tds - sdT \leq -pdv - sdT, \quad \text{или} \quad du - d(Ts) \leq -pdv - sdT,$$

откуда

$$d(u - Ts) \leq -pdv - sdT. \quad (5.3)$$

Обозначим

$$F = u - Ts. \quad (5.4)$$

Функция  $F = u - Ts$  является некоторой функцией состояния рабочего тела. Ее называют свободной энергией или изохорно-изотермическим потенциалом.

Из уравнения (5.3) следует

$$dF \leq -pdv - sdT, \quad (5.5)$$

$$\text{или} \quad dF + pdv + sdT \leq 0,$$

$$(5.6)$$

где знак равенства относится к обратимым процессам, а знак неравенства – к необратимым.

Для изохорно-изотермических процессов  $dv = 0$  и  $dT = 0$ .

Тогда получим

$$dF \leq 0. \quad (5.7)$$

Последнее уравнение означает, что свободная энергия изолированной системы при протекании в ней обратимых изохорно-изотермических процессов не изменяется, а при протекании процессов необратимых – уменьшается. Следовательно, в изолированной системе при  $T = \text{const}$  и  $v = \text{const}$  самопроизвольно могут протекать только те процессы, которые идут с уменьшением  $F$ . Причем пределом их протекания, т.е. условием равновесия системы, является достижение минимального значения функции  $F$ , т.е.

$$F = F_{\min}, \quad \text{или} \quad dF = 0.$$

Физический смысл свободной энергии может быть выяснен из рассмотрения обратимого изотермического процесса. В этом случае  $dT = 0$  и из уравнения (5.6) следует, что

$$dF = -pdv \quad \text{или} \quad dF = -dl. \quad (5.8)$$

Таким образом, изменение свободной энергии равно работе изменения объема, которая производится над телом.

Из выражения (5.4) запишем

$$u = F + Ts. \quad (5.9)$$

Величину  $Ts$  называют связанной энергией, ибо, как это видно из (5.8), при изотермическом процессе вся работа совершается только за счет изменения свободной энергии системы  $F$ , а вторая часть внутренней энергии, равная  $Ts$ , в работу не преобразуется.

Равновесие изобарно-изотермических систем. Изобарно-изотермический потенциал.

Совместное уравнение первого и второго законов термодинамики можно записать

$$ds \geq \frac{dh - vdp}{T} \quad \text{или} \quad Tds \geq dh - vdp,$$

откуда

$$dh - Tds \leq vdp. \quad (5.10)$$

Из левой и правой части уравнения (5.10) вычтем  $sdT$ :

$$dh - Tds - sdT \leq vdp - sdT,$$

$$dh - d(Ts) \leq vdp - sdT,$$

$$d(h - Ts) \leq vdp - sdT.$$

$$(5.11)$$

Величина  $h - Ts$  является некоторой функцией состояния рабочего тела, обозначается  $\Phi$  и называется изобарно-изотермическим потенциалом (или потенциалом Гибса).

$$\Phi = h - Ts. \quad (5.12)$$

Тогда уравнение (5.11) переписывается в таком виде:

$$d\Phi \leq vdp - sdT, \quad (5.13)$$

$$\text{или} \quad d\Phi - vdp + sdT \leq 0, \quad (5.14)$$

где знак равенства – для обратимых процессов, знак неравенства – для необратимых процессов.

Для изобарно-изотермических процессов при  $dp = 0$  и  $dT = 0$  получим

$$d\Phi \leq 0. \quad (5.15)$$

Следовательно, в изолированной системе при  $T = \text{const}$  и  $p = \text{const}$  самопроизвольно могут протекать только те процессы, которые идут с уменьшением  $\Phi$ , причем пределом их протекания, т.е. условием равновесия системы, является достижение минимального значения функции  $\Phi$ , т.е.

$$\Phi = \Phi_{\min}, \quad \text{или} \quad d\Phi = 0.$$

В изобарно-изотермической системе (по аналогии с изохорно-изотермической системой) можно записать из уравнения (5.12)

$$h = \Phi + Ts.$$

Здесь  $\Phi$  представляет ту часть энтальпии, которая может быть преобразована в работу, т.е. работа здесь может быть совершена за счет убыли  $\Phi$ ,

а  $Ts$  – связанная энергия, которая в работу не превращается.

Кроме того, что рассмотренные потенциалы характеризуют равновесие систем, они являются так же, как и  $u$ ,  $h$ ,  $s$ , характеристическими функциями.

## Лекция 6 Термодинамика потока

### 6.1. Первый закон термодинамики для потока

На практике при рассмотрении рабочих процессов машин, аппаратов и устройств, встречаются задачи изучения закономерностей движения рабочих тел (газов, пара и жидкостей)

Уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа при следующих допущениях:

движение газа по каналу установившееся и неразрывное;

скорости по сечению, перпендикулярному оси канала, постоянны;

пренебрегается трение частичек газа друг другу и о стенки канала;

изменение параметров по сечению канала мало по сравнению их абсолютными значениями,

имеет вид:

$$q = \Delta u + \Delta e + I_{\text{прот.}} + I_{\text{техн.}}, \quad (6.1)$$

где  $\Delta e = (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1)$  – изменение энергии системы,

состоящий из изменения кинетической и потенциальной энергий;

$w_1, w_2$  – скорости потока в начале и в конце канала;

$z_1, z_2$  – высота положения начала и конца канала.

1.  $l_{\text{прот.}} = P_2 \cdot v_2 - P_1 \cdot v_1$  – работа проталкивания, затрачиваемая на движения потока;
2.  $l_{\text{техн.}}$  – техническая (полезная) работа (турбины, компрессора, насоса, вентилятора и т.д.).
3.  $q = (u_2 - u_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1) + P_2 \cdot v_2 - P_1 \cdot v_1 + l_{\text{техн.}}$  (5.2)

Введем понятия энтальпии, который обозначим через величину:

$$h = u + P \cdot x, \quad (5.3)$$

$$h_2 = u_2 + P_2 \cdot v_2; \quad h_1 = u_1 + P_1 \cdot v_1. \quad (6.4)$$

Тогда уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа будет иметь вид:

$$q = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1) + l_{\text{техн.}} \quad (6.5)$$

Тогда уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа будет иметь вид:

$$q = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1) + l_{\text{техн.}} \quad (6.5)$$

[Предыдущая страница](#) | [Следующая страница](#)

## 5.2. Критическое давление и скорость. Сопло Лавала

Если перемещение газа по каналу происходит его расширение с уменьшением давления и увеличением скорости, то такой канал называется соплом.

Если в канале происходит сжатие рабочего тела с увеличением его давления и уменьшением скорости, то такой канал называют диффузором.

В каналах при небольшой разности давлений газа и внешней среды скорость течения рабочего тела достаточно большая. В большинстве случаев длина канала небольшая и процесс теплообмена между стенкой и газом незначителен, поэтому процесс истечения газа можно считать адиабатным.

Скорость истечения (на выходе канала) определяется из уравнения:

Скорость истечения (на выходе канала) определяется из уравнения:

$$w = w_2 = v \sqrt{2(h_1 - h_2)}. \quad (6.6)$$

или

$$w = v \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot P_1 \cdot x_1 \left[ 1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(\kappa - 1)/\kappa} \right]}. \quad (6.7)$$

Массовый секундный расход газа, [кг/с]:

$$m = f \cdot w / x_2, \quad (6.8)$$

где:  $f$  – площадь сечения канала на выходе.

Так как процесс истечения адиабатный, то:

$$m = f \cdot \sqrt{2\gamma/(\gamma - 1) \cdot P_1/x_1 \cdot [(P_2/P_1)^{2/\gamma} - (P_2/P_1)^{(\gamma+1)/\gamma}]}. \quad (6.9)$$

Массовый секундный расход идеального газа зависит от площади выходного канала, начального состояния газа и степени его расширения.

Критическим давлением называется такое давление на выходном сечении канала, при котором достигается максимальный расход газа и определяется следующим выражением:

$$P_K = P_2 = \beta_K \cdot P_1, \quad (6.10)$$

$$\text{где: } P_K = (2/(\gamma + 1))^{\gamma/(\gamma-1)}.$$

для одноатомных газов:  $\gamma = 1,66$   $\theta$   $\beta_K = 0,49$  ;

для двухатомных газов:  $\gamma = 1,4$   $\theta$   $\beta_K = 0,528$  ;

для трехатомных газов:  $\gamma = 1,3$   $\theta$   $\beta_K = 0,546$  .

Критической скоростью называется скорость газа в выходном сечении канала, при давлении равном или меньшем критического -  $P_K$ .

$$w_K = \sqrt{2(\gamma/(\gamma + 1)) \cdot P_1 \cdot x_1}. \quad (6.11)$$

Критическая скорость зависит при истечении идеального газа только от начальных параметров, его природы и равна скорости звука газа ( $a$ ) при критических параметрах.

$$w_K = a = \sqrt{\gamma \cdot P_K \cdot x_K}. \quad (6.12)$$

Комбинированное сопло Лавалья предназначено для использования больших перепадов давления и для получения скоростей истечения, превышающих критическую или скорость звука. Сопло Лавалья состоит из короткого суживающегося участка и расширяющейся конической насадки (Рис.5.1). Опыты показывают, что угол конусности расширяющейся части должен быть равен  $\alpha = 8-12^\circ$ . При больших углах наблюдается отрыв струи от стенок канала.

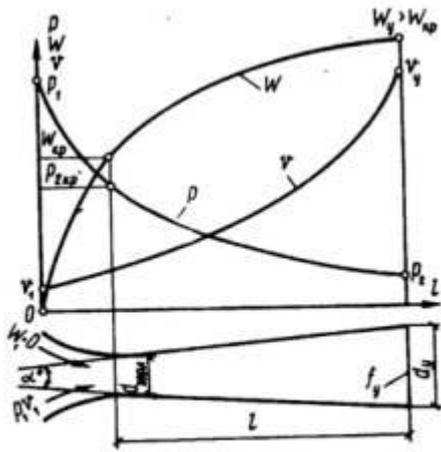


Рис. 5.1. Графики изменения  $p$ ,  $w$ ,  $v$  при истечении через комбинированное сопло

Скорость истечения и секундный расход идеального газа определяются по формулам (6.7) и (6.9).

Длину расширяющейся части сопла можно определить по уравнению:

$$l = (D - d) / 2 \cdot \operatorname{tg}(\varphi/2), \quad (6.13)$$

где:  $\varphi$  - угол конусности сопла;

$D$  - диаметр выходного отверстия;

$d$  - диаметр сопла в минимальном сечении.

### 5.3. Дросселирование

Дросселированием называется явление, при котором пар или газ переходит с высокого давления на низкое без совершения внешней работы и без подвода или отвода теплоты. Такое явление происходит в трубопроводе, где имеется место сужения проходного канала (Рис.5.2). При таком сужении, вследствие сопротивлений, давление за местом сужения -  $P_2$ , всегда меньше давления перед ним —  $P_1$ .

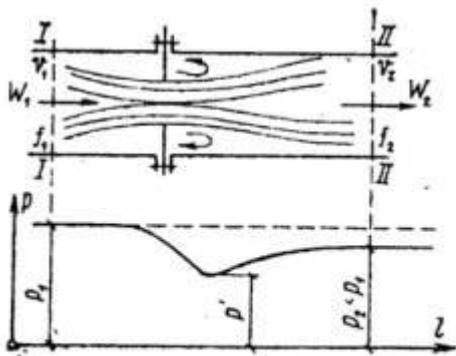


Рис. 5.2. К вопросу о дросселировании газов

Любой кран, вентиль, задвижка, клапан и прочие местные сопротивления, уменьшающие проходное сечение трубопровода, вызывают дросселирование газа или пара, следовательно падения давления. В большинстве случаев это явление приносит безусловный вред. Но иногда оно является необходимым и создается искусственно (регулирование паровых двигателей, в холодильных установках, в приборах для измерения расхода газа и т.д.).

При прохождении газа через отверстие, кинетическая энергия газа и его скорость в узком сечении возрастают, что сопровождается падением температуры и давления.

Газ, протекая через отверстие, приходит в вихревое движение. Часть его кинетической энергии затрачивается на образование этих вихрей и превращается в теплоту. Кроме того, в теплоту превращается и работа, затраченная на преодоление сопротивлений (трение). Вся эта теплота воспринимается газом, в результате чего температура его изменяется (уменьшается или увеличивается).

В отверстии скорость газа увеличивается. За отверстием газ опять течет по полному сечению и скорость его вновь понижается. А давление увеличивается, но до начального значения оно не поднимается; некоторое изменение скорости произойдет в связи с увеличением удельного объема газа от уменьшения давления.

Дросселирование является необратимым процессом, при котором происходит увеличение энтропии и уменьшение работоспособности рабочего тела.

Уравнением процесса дросселирования является следующее уравнение:

$$i_1 = i_2 \quad (6.14)$$

Это равенство показывает, что энтальпия в результате дросселирования не изменяется и справедливо только для сечений, достаточно удаленных от сужения.

Для идеальных газов энтальпия газа является однозначной функцией температуры. Отсюда следует, что при дросселировании идеального газа его температура не изменяется ( $T_1 = T_2$ ).

При дросселировании реальных газов энтальпия газа остается постоянной, энтропия и объем увеличиваются, давление падает, а температура изменяется (увеличивается, уменьшается или остается неизменной).

Изменение температуры жидкостей и реальных газов при дросселировании называется эффектом Джоуля-Томсона. Для идеального газа эффект Джоуля-Томсона равен нулю. Различают дифференциальный температурный эффект, когда давление и температура изменяются на бесконечно малую величину, и интегральный температурный эффект, при котором давление и температура изменяются на конечную величину.

Дифференциальный температурный эффект обозначается -  $\alpha$ :

$$\alpha = (\partial T / \partial P)_i \quad (6.15)$$

Интегральный температурный эффект определяется из следующего уравнения:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \int [T \cdot (\partial v / \partial T)_p - v] / c_p \, dP \quad (6.16)$$

Состояние газа, при котором температурный эффект меняет свой знак, называется точкой инверсии, а температура, соответствующая этой точке, называется температурой инверсии -  $T_{инв}$ .

$$T_{инв} = v \cdot (\partial T / \partial v)_p \quad (6.17)$$

## лекция 7. Реальные газы. Водяной пар. Влажный воздух

### 7.1. Свойства реальных газов

Реальные газы отличаются от идеальных газов тем, что молекулы этих газов имеют объемы и связаны между собой силами взаимодействия, которые уменьшаются с увеличением расстояния между молекулами. При практических расчетах различных свойств реальных газов наряду с уравнением состояния применяется отношение  $P \cdot v / (R \cdot T) = c$ , которая называется коэффициентом сжимаемости. Так как для идеальных газов при любых условиях  $P \cdot v = R \cdot T$ , то для этих газов  $c = 1$ . Тогда величина коэффициента сжимаемости выражает отклонение свойств реального газа от свойств идеального. Величина  $c$  для реальных газов в зависимости от давления и температуры может принимать значения больше или меньше единицы и только при малых давлениях и высоких температурах она практически равна единице. Тогда реальные газы можно рассматривать как идеальные.

В связи с отличием свойств реального газа от свойств идеального газа нужно иметь новые уравнения состояния, которые связывали бы значения  $P$ ,  $x$ ,  $T$  и давали бы возможность рассчитывать некоторые свойства газов для разных условий. Были предложены многочисленные различные уравнения состояния реальных газов, но ни одно из них не решает проблему для общего случая. Развитие кинетической теории газов, позволило установить точное уравнение состояния реальных газов в виде:

$$P \cdot v = R \cdot [1 - \sum v / (v + 1) \cdot B_v / v^v]. \quad (7.1)$$

$B_v$  – вириальные коэффициенты, выражаются через потенциальную энергию взаимодействия молекул данного газа и температуру  $T$ . Однако это уравнение в общем виде не может быть использовано для непосредственных расчетов реальных газов. Для отдельных частных случаев получены расчетные уравнения того или иного реального газа. Из-за сложности вычисления вириальных коэффициентов обычно ограничиваются расчетом первых двух коэффициентов. Тогда расчетное уравнение имеет вид:

$$P \cdot v = R \cdot (1 - A/v - B/v^2), \quad (7.2)$$

где  $A$  и  $B$  – первый и второй вириальные коэффициенты, являющиеся функцией только температуры. При расчете свойств многих реальных газов уравнения такого типа получили большое распространение.

## 6.2. Уравнения состояния реального газа

Наиболее простым и качественно верно отображающим поведение реального газа, является уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$(P + a/v^2) \cdot (v - b) = R \cdot T. \quad (7.3)$$

$a$ ,  $b$  – постоянные величины, первая учитывает силы взаимодействия, вторая учитывает размер молекул.

$a/v^2$  – характеризует добавочное давление, под которым находится реальный газ вследствие сил сцепления между молекулами и называется внутренним давлением. Для жидких тел это давление имеет большие значения (например, для воды при  $20^\circ\text{C}$  составляет 1050 Мпа), а для газов из-за малых сил сцепления молекул оно очень мало. Поэтому внешнее давление, под которым находится жидкость, оказывает ничтожное влияние на её объем, и жидкость считают несжимаемой. В газах ввиду малости значения  $a/v^2$  внешнее давление легко изменяет их объем.

Уравнение Ван-дер-Ваальса качественно верно отображает поведение жидких и газообразных веществ, для двухфазных состояний оно неприменимо.

На  $PV$  – диаграмме (рис.6.1) показаны изотермы построенные по уравнению Ван-дер-Ваальса. Из кривых видно, что при сравнительно низких температурах имеются волнообразные участки. Чем выше температура, тем короче эти части кривых. Эти волнообразные кривые указывают на непрерывный переход от жидкого состояния в парообразное при данной температуре. Точка А соответствует состоянию жидкости, точка В относится парообразному состоянию вещества.

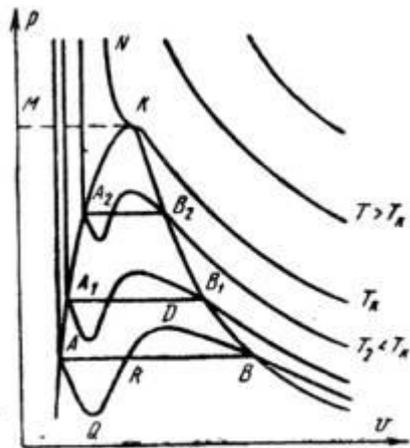


Рис. 6.1.

В действительности переход из жидкого состояния в парообразное всегда происходит через двухфазное состояние вещества. При этом при данной температуре процесс перехода происходит также и при постоянном давлении. Этот действительный переход из жидкого состояния в парообразное изображается прямой линией АВ.

Практически для особо чистых веществ возможно осуществление участков волнообразной кривой АQ и DB. В первом случае имеют место неустойчивые состояния перегретой жидкости, а во втором – переохлажденного пара.

При определенной температуре изотерма уравнения Ван-дер-Ваальса не будет иметь волнообразного участка (точка К). Эту температуру называют критической. Если соединить точки  $A_1, A_2, A_3 \dots$  и  $B_1, B_2, B_3 \dots$  получим кривую похожую на параболу. Кривая АК называется нижней пограничной кривой и соответствует в состоянии кипения жидкости. Кривая KB называется верхней пограничной кривой и соответствует состояния сухого насыщенного пара.

Таким образом, для реального вещества  $PV$  – диаграмму можно разбить на 3 области:

1 - область жидкого состояния, расположена левее нижней пограничной кривой;

2 - область двухфазных состояний (влажный пар), расположена между нижней и верхней пограничной кривой);

3 – область перегретого пара, расположена правее верхней пограничной кривой и выше критической точки. Условно область жидкости ограничивают сверху линией КМ – критическая изобара.

Критическую температуру Д.И.Менделеев называл абсолютной температурой кипения, при которой поверхностное натяжение в жидкости становится равным нулю, т.е. исчезает различие между жидкостью и парообразным состоянием вещества (насыщенным паром).

Связь между критическими параметрами и постоянными уравнения Ван-дер-Ваальса:

$$T_k = 8 \cdot a / (27 \cdot R \cdot b) ; P_k = a / (27 \cdot b^2) ; (7.4)$$

$$a = (27 \cdot R^2 \cdot T_k^2) / (64 \cdot P_k) ; b = (27 \cdot R \cdot T_k) / (8 \cdot P_k). (7.5)$$

Уравнение Ван-дер-Ваальса при больших плотностях газа дает значительные ошибки. Кроме этого экспериментальным путем доказана, что коэффициенты  $a$ ,  $b$  зависят от температуры и давления, причем эта зависимость очень сложная.

М.П.Вукалович и И.И.Новиков в 1939 г. предложили новое универсальное уравнение состояния реальных газов с учетом ассоциации и диссоциации их молекул, который имеет следующий вид:

$$(P + a/v^2) \cdot (v - b) = R \cdot T (1 - C / (v \cdot T^{(3+2m)/2})), (7.6)$$

где  $a$ ,  $b$  – постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса;

$C$ ,  $m$  – постоянные, определяемые на основании опытных данных.

### 6.3. Понятия о водяном паре

Одним из распространенным рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, в атомных установках, теплоносителем в различных теплообменниках является водяной пар.

Пар - газообразное тело в состоянии, близкое к кипящей жидкости.

Парообразование – процесс превращения вещества из жидкого состояния в парообразное.

Испарение – парообразование, происходящее всегда при любой температуре с поверхности жидкости. При некоторой определенной температуре, зависящей от природы жидкости и давления, под которым она

находится, начинается парообразование во всей массе жидкости. Этот процесс называется кипением.

Обратный процесс парообразования называется конденсацией. Она также протекает при постоянной температуре.

Процесс перехода твердого вещества непосредственно в пар называется сублимацией. Обратный процесс перехода пара в твердое состояние называется десублимацией.

При испарении жидкости в ограниченном пространстве (в паровых котлах) одновременно происходит обратное явление – конденсация пара. Если скорость конденсации станет равной скорости испарения, то наступает динамическое равновесие. Пар в этом случае имеет максимальную плотность и называется насыщенным паром.

Если температура пара выше температуры насыщенного пара того же давления, то такой пар называется перегретым. Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщенного пара того же давления называется степенью перегрева. Так как удельный объем перегретого пара больше удельного объема насыщенного пара, то плотность перегретого пара меньше плотности насыщенного пара. Поэтому перегретый пар является ненасыщенным паром.

В момент испарения последней капли жидкости в ограниченном пространстве без изменения температуры и давления образуется сухой насыщенный пар. Состояние такого пара определяется одним параметром – давлением.

Механическая смесь сухого и мельчайших капелек жидкости называется влажным паром.

Массовая доля сухого пара во влажном паре называется степенью сухости –  $T_k = 8 \cdot a / (27 \cdot R \cdot b)$ ;  $P_k = a / (27 \cdot b^2)$ ; (7.4)

$$a = (27 \cdot R^2 \cdot T_k^2) / (64 \cdot P_k); b = (27 \cdot R \cdot T_k) / (8 \cdot P_k). \quad (7.5)$$

#### **6.4. Характеристики влажного воздуха**

Атмосферный воздух, в основном состоящий из кислорода, азота, углекислого газа, содержит всегда некоторое количество водяного пара.

Смесь сухого воздуха и водяного пара называется влажным воздухом.

Влажный воздух при данном давлении и температуре может содержать разное количество водяного пара. Если смесь состоит из сухого воздуха и насыщенного водяного пара, то его называют насыщенным влажным воздухом. В этом случае во влажном воздухе находится максимально возможное для данной температуры количество водяного пара. При охлаждении этого воздуха,

будет происходить конденсация водяного пара. Парциальное давление водяного пара в этой смеси равно давлению насыщения при данной температуре.

Если влажный воздух содержит при данной температуре водяной пар в перегретом состоянии, то он будет называться ненасыщенным. Так как в нем находится не максимально возможное для данной температуры количество водяного пара, то он способен к дальнейшему увлажнению. Поэтому такой воздух используют в качестве сушильного агента в различных сушильных установках.

По закону Дальтона общее давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара, входящих в его состав:  $P = P_B + P_{II}$ , (7.9)

где:  $P_B$  – парциальное давление сухого воздуха;

$P_{II}$  - парциальное давление водяного пара.

Максимальное значение  $P_{II}$  при данной температуре влажного воздуха  $t$  представляет собой давление насыщенного водяного пара -  $P_H$ .

Для нахождения парциального давления пара пользуются специальным прибором – гигрометром. С помощью этого прибора определяют точку росы, т.е. температуру ( $t_p$ ), до которой нужно охладить при постоянном давлении воздух, чтобы он стал насыщенным. Зная точку росы, можно по таблицам определить парциальное давление пара в воздухе как давление насыщения ( $P_H$ ), соответствующее точки росы  $t_p$ .

Абсолютной влажностью воздуха называется количество водяных паров, находящихся в  $1 \text{ м}^3$  влажного воздуха. Абсолютная влажность равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре воздуха –  $t_n$ .

Отношение абсолютной влажности ненасыщенного воздуха при данной температуре к абсолютной влажности насыщенного воздуха при той же температуре называется относительной влажностью воздуха

$$\varphi = c_{II} / c_H \text{ или } \varphi = c_{II} / c_H \cdot 100\% , (7.10)$$

Для сухого воздуха  $\varphi = 0$ , для ненасыщенного  $\varphi < 1$ , для насыщенного  $\varphi = 1(100\%)$ .

Если водяной пар считать как идеальный газ, то по закону Бойля-Мариотта отношение плотностей можно заменить отношением давлений. Тогда:

$$\varphi = \rho_{II} / \rho_H \text{ или } \varphi = P_{II} / P_H \cdot 100\% . (7.11)$$

Плотность влажного воздуха складывается из масс, содержащихся в  $1 \text{ м}^3$  сухого воздуха и водяных паров:

$$\rho = \rho_B + \rho_{II} = P_B / (R_B \cdot T) + \varphi / v'' . (7.12)$$

Молекулярная масса влажного воздуха определяются по формуле:

$$\mu = 28,95 - 10,934\varphi P_H/P \quad (7.13)$$

Значения  $P_H$  и  $v$  при температуре воздуха  $t$  берутся из таблицы водяного пара,  $\varphi$  – по данным психрометра,  $P$  – по барометру.

Влажностное содержание – представляет собой отношение массы пара к массе сухого воздуха:

$$d = M_{\Pi} / M_B, \quad (7.14)$$

где:

$M_{\Pi}$ ,  $M_B$  – соответственно массы пара и сухого воздуха во влажном воздухе.

Связь между влажностным содержанием с относительной влажностью:

$$d = 0,622 \varphi \cdot P_H / (P - \varphi \cdot P_H). \quad (6.15)$$

Газовая постоянная:

$$R = 8314/\mu = 8314/(28,95 - 10,934 \cdot \mu \cdot P_H/P). \quad (7.16)$$

Объем влажного воздуха, приходящегося на 1 кг сухого воздуха:

$$V_{\text{вл.в}} = R \cdot T/P. \quad (6.17)$$

Удельный объем влажного воздуха:

$$v = V_{\text{вл.в}}/(1 + d). \quad (7.17)$$

Удельная массовая теплоемкость паровоздушной смеси:

$$c_{\text{см}} = c_B + d \cdot c_{\Pi}. \quad (7.18)$$

## Лекция 8. Термодинамические циклы

### 8.1. Циклы паротурбинных установок (ПТУ)

Паротурбинная установка является основой современных тепловых и атомных электростанций. Рабочим телом в таких установках является пар какой-либо жидкости (водяной пар). Основным циклом в паротурбинной установке является цикл Ренкина.

Принципиальная схема ПТУ показана на рис.7.1 и процесс получения работы происходит в следующем образом. В паровом котле (1) и в перегревателе (2) теплота горения топлива передается воде. Полученный пар поступает в турбину (3), где происходит преобразование теплоты в механическую работу, а затем в электрическую энергию в электрогенераторе (4). Отработанный пар поступает в конденсатор (5), где отдает теплоту охлаждающей воде. Полученный конденсат насосом (6) отправляется в питательный бак (7), откуда питательным насосом (8) сжимается до давления, равного в котле, и подается через подогреватель (10) в паровой котел (1).

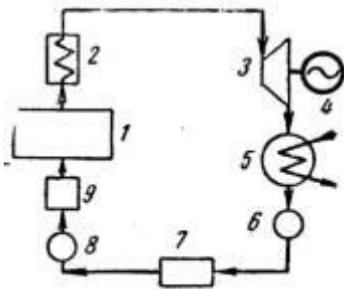


Рис. 7.1.

Рассмотрим цикл Ренкина на насыщенном паре. Схема установки отличается от предыдущей схемы тем, что в данном случае будет отсутствовать перегреватель. Поэтому на турбину будет поступать насыщенный пар. На рис.7.2,а изображен цикл Ренкина в TS-диаграмме.

Процессы:

3-1 – подвод теплоты от источника в воде  $q_1$ , состоит из двух процессов: 3-3' - кипение воды в котле;

3'-1 – испарение воды в пар при постоянном давлении;

1-2 – в турбине пар расширяется адиабатически;

2-2' - пар конденсируется и отдает тепло  $q_2$  охлаждающей воде;

2'-3 – конденсат адиабатически сжимается.

Термический к.п.д. цикла Ренкина определяется по уравнению:

$$\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1 \quad (8.1)$$

Так как:  $q_1 = h_1 - h_3$  ;  $q_2 = h_2 - h_2'$  ,

то

$$\eta_t = [(h_1 - h_2) - (h_3 - h_2')] / (h_1 - h_3) = l / q_1 \quad (8.2)$$

Полезная работа цикла равна разности работ турбины и насоса:

$$l = l_T - l_H ,$$

где:  $l_T = h_1 - h_2$  ,  $l_H = h_3 - h_2'$  .

В основном  $l_T \gg l_H$  , тогда считая  $h_3 = h_2'$  , можно записать:

$$\eta_t = (h_1 - h_2) / (h_1 - h_3) \quad (8.3)$$

Теоретическую мощность турбины рассчитывают по формуле:

$$N_T = (h_1 - h_2) \cdot D / 3600, \text{ [Вт]} \quad (8.4)$$

где:  $D = 3600 \cdot m$  – часовой расход, [кг/ч]

$m$  – секундный расход, [кг/с]

Цикл Ренкина на перегретом паре применяется для увеличения термического к.п.д. цикла ПТУ. Для этого перед турбиной ставят перегреватель 2 (Рис.7.1), который увеличивает температуру и давление пара. При этом возрастает средняя температура подвода теплоты в цикле. Диаграмма цикла показана на рис.7.2,б. Формулы расчета  $\eta$ ,  $\eta_t$ ,  $N_T$  остаются без изменений.

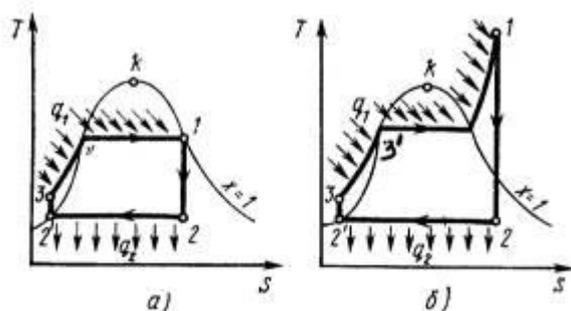


Рис. 7.2. Цикл Ренкина на насыщенном (а) и перегретом (б) паре

## 8.2. Циклы двигателей внутреннего сгорания (ДВС)

Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания подразделяют на три группы:

- с подводом теплоты при постоянном объеме (карбюраторные ДВС);
- с подводом теплоты при постоянном давлении (компрессорные дизели);
- со смешанным подводом теплоты при постоянном объеме (безкомпрессорные дизели);

Основными характеристиками или параметрами любого цикла теплового двигателя являются следующие безразмерные величины:

степень сжатия (отношение удельных объемов рабочего тела в начале и конце сжатия)

$$\varepsilon = v_1 / v_2, \quad (8.5)$$

степень повышения давления (отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты)

$$\lambda = P_3 / P_2, \quad (8.6)$$

степень предварительного расширения или степень изобарного расширения (отношение удельных объемов в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты)

$$\rho = v_3 / v_2 \cdot (8.7)$$

1). Рассмотрим цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме на примере четырехтактного двигателя.

Диаграмма реального двигателя представлена на рис.7.3.

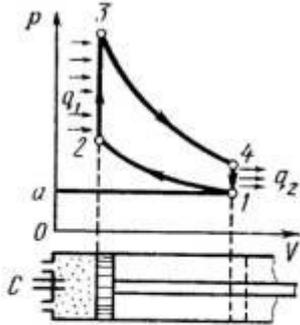


Рис. 7.3. Цикл двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном объеме

а-1 (1 такт) – в цилиндр через всасывающий клапан поступает смесь воздуха и паров горючего (нетермодинамический процесс);

1-2 (2 такт) – адиабатное сжатие (повышается температура);

2-3 – сгорание горючей смеси, давление быстро возрастает при постоянном объеме (подвод теплоты  $q_1$ );

3-4 (3 такт) – адиабатное расширение (рабочий процесс, совершается полезная работа);

4-а – открывается выхлопной клапан и отработанные газы покидают цилиндр, давление цилиндра падает (отводится тепло  $q_2$ ).

1-а (4 такт) – выталкивание оставшихся в цилиндре газов.

Затем процесс повторяется.

Описанный процесс является необратимым (наличие трения, химической реакции в рабочем теле, конечные скорости поршня, теплообмен при конечной разности температур и т.п.).

Для анализа теории тепловых машин термодинамика рассматривает идеальные циклы обратимые циклы. Диаграмма идеального процесса двигателя внутреннего сгорания показана на рис.7.4.

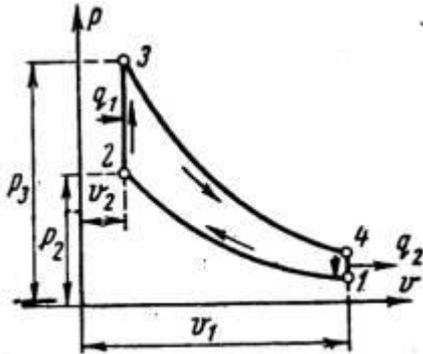


Рис. 7.4.

Из этой диаграммы выводится формула для термического к.п.д. цикла с подводом теплоты при постоянном объеме, который имеет следующий вид:

$$\eta_t = 1 - 1/\varepsilon^\gamma, \quad (7.8)$$

где:  $\varepsilon$  – степень сжатия (основной показатель работы двигателя, чем выше  $\varepsilon$ , тем выше экономичность ДВС);

$\gamma$  – показатель адиабаты.

2). Идеальный цикл ДВС со смешанным подводом теплоты при постоянном объеме (безкомпрессорные дизели). Диаграмма цикла показана на рис.7.5.

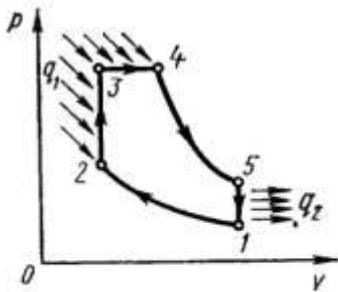


Рис. 7.5. Цикл двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты

1-2 - чистый воздух с температурой  $T_1$  сжимается до температуры  $T_2$ , которая больше температуры воспламенения топлива. В этот момент в цилиндр через форсунки под давлением впрыскивается топливо.

2-3 – горючая смесь самовоспламеняется и к рабочему телу подводится тепло  $q_1'$ , давление повышается до  $P_3$ .

3-4 – поршень перемещается обратно, поступление и сгорание топлива продолжается при постоянном давлении и подводится тепло  $q_1''$ .

4-5 – поршень продолжает перемещаться в нижнюю мертвую точку, давление падает (адиабатное расширение);

5-1 – процесс отвода теплоты  $q_2$  при постоянном объеме (через выпускной клапан покидают отработанные газы).

Термический к.п.д. цикла определяется по формуле:

$$\eta_t = 1 - (\lambda \cdot p^\gamma - 1) / \varepsilon^{\gamma-1} \cdot [(\lambda - 1) + \gamma \cdot \lambda \cdot (p - 1)] \quad (8.9)$$

Цикл двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении широкое применение не нашли, так как у этих циклов очень большой коэффициент сжатия.

### 7.3. Циклы газотурбинных установок (ГТУ)

Основными недостатками поршневых двигателей внутреннего сгорания являются ограниченность их мощности и невозможность адиабатного расширения рабочего тела до атмосферного давления, которые отсутствуют в газотурбинных установках. ГТУ рабочим телом являются продукты сгорания жидкого или газообразного топлива.

На рис.7.6 дана схема простейшей газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении. Топливным насосом 5 и компрессором 4 топливо и воздух через форсунки 6 и 7 поступают в камеру сгорания 1. Из камеры продукты сгорания направляются в комбинированные сопла 2, где они расширяются, и поступают на лопатки газовой турбины 3.

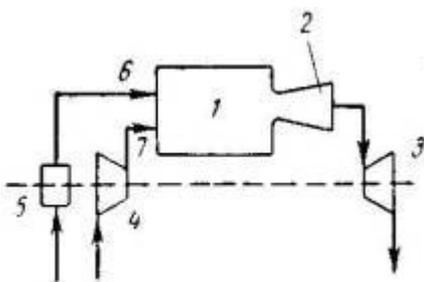


Рис. 7.6.

На рис.7.7 и рис.7.8 представлены идеальный цикл ГТУ на PV и TS диаграммах.

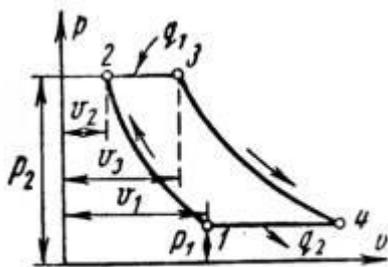


Рис. 7.7.

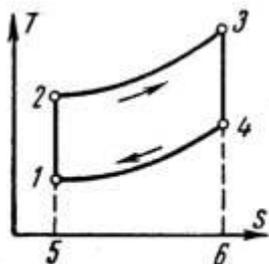


Рис. 7.8.

1-2 - адиабатное сжатие до давления  $P_2$ ;

2-3 – подвод теплоты  $q_1$  при постоянном давлении  $P_2$  (сгорание топлива);

3-4 – адиабатное расширение до первоначального давления  $P_1$ ;

4-1 – охлаждение рабочего тела при постоянном давлении  $P_1$  (отвод теплоты  $q_2$ );

Характеристиками цикла являются:

степень повышения давления -  $\lambda = P_2 / P_1$  ;

степень изобарного расширения -  $\rho = v_3 / v_2$  .

Работа турбины:

$$l_T = h_3 - h_4 . \quad (7.10)$$

Работа компрессора:

$$l_H = h_2 - h_1 . \quad (8.11)$$

Полезная работа ГТУ равна разности работ турбины и компрессора:

$$L_{ГТУ} = l_T - l_K . \quad (8.12)$$

Термический к.п.д. цикла ГТУ имеет вид:

$$\eta_t = 1 - 1 / \lambda^{(\gamma-1)/\gamma} . \quad (8.13)$$

Теоретическая мощность газовой турбины, компрессора и установки (ГТУ):

$$N_T = I_T \cdot D / 3600 = (h_3 - h_4) \cdot D / 3600, \quad (8.14)$$

$$N_K = I_K \cdot D / 3600 = (h_2 - h_1) \cdot D / 3600, \quad (8.15)$$

$$N_{ГТУ} = I_{ГТУ} \cdot D / 3600 = [(h_3 - h_4) (h_2 - h_1)] \cdot D / 3600. \quad (8.16)$$

Действительный цикл ГТУ отличается от теоретического наличием потерь на трение и вихреобразование в турбине и компрессоре. Эффективными методами повышения экономичности газотурбинных установок являются: регенерация теплоты, ступенчатое сжатие и расширение рабочего тела и пр.

## Раздел II. Основы теории теплообмена

### Лекция 9. Основные понятия и определения

Теория теплообмена изучает процессы распространения теплоты в твердых, жидких и газообразных телах. Перенос теплоты может передаваться тремя способами:

- теплопроводностью;
- конвекцией;
- излучением (радиацией).

Процесс передачи теплоты теплопроводностью происходит при непосредственном контакте тел или частицами тел с различными температурами и представляет собой молекулярный процесс передачи теплоты. При нагревании тела, кинетическая энергия его молекул возрастает и частицы более нагретой части тела, сталкиваясь с соседними молекулами, сообщают им часть своей кинетической энергии.

Конвекция – это перенос теплоты при перемещении и перемешивании всей массы неравномерно нагретых жидкости или газа. При этом, перенос теплоты зависит от скорости движения жидкости или газа прямо пропорционально. Этот вид передачи теплоты сопровождается всегда теплопроводностью.

Одновременный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется конвективным теплообменом.

В инженерных расчетах часто определяют конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела. Этот процесс конвективного теплообмена называют конвективной теплоотдачей или просто теплоотдачей.

Процесс передачи теплоты внутренней энергии тела в виде электромагнитных волн называется излучением (радиацией). Этот процесс происходит в три стадии: превращение части внутренней энергии одного из тел в энергию электромагнитных волн, распространение э/м волн в пространстве, поглощение энергии излучения другим телом. Совместный теплообмен

излучением и теплопроводностью называют радиационно-кондуктивным теплообменом.

Совокупность всех трех видов теплообмена называется сложным теплообменом.

Процессы теплообмена могут происходить в различных средах: чистых веществах и разных смесях, при изменении и без изменения агрегатного состояния рабочих сред и т.д. В зависимости от этого теплообмен протекает по разному и описывается различными уравнениями.

Процесс переноса теплоты может сопровождаться переносом вещества (массообмен). Например испарение воды в воздух, движение жидкостей или газов в трубопроводах и т.п. и т.д. Тогда процесс теплообмена усложняется, так как теплота дополнительно переносится с массой движущегося вещества.

## лекция 10. Теплопроводность

### 10.1. Температурное поле. Уравнение теплопроводности

Будем рассматривать только однородные и изотропные тела, т.е. такие тела, которые обладают одинаковыми физическими свойствами по всем направлениям. При передачи теплоты в твердом теле, температура тела будет изменяться по всему объему тела и во времени. Совокупность значений температуры в данный момент времени для всех точек изучаемого пространства называется температурным полем:

$$t = f(x, y, z), \quad \partial t / \partial t = 0 \quad (10.2)$$

Уравнение двумерного температурного поля:

для нестационарного режима:

$$t = f(x, y, \tau); \quad \partial t / \partial z = 0 \quad (10.3)$$

для стационарного режима:

$$t = f(x, y), \quad \partial t / \partial z = 0; \quad \partial t / \partial t = 0 \quad (10.4)$$

Уравнение одномерного температурного поля:

для нестационарного режима:

$$t = f(x, \tau); \quad \partial t / \partial y = \partial t / \partial z = 0; \quad \partial t / \partial t \neq 0 \quad (10.5)$$

для стационарного режима:

$$t = f(x); \quad \partial t / \partial y = \partial t / \partial z = 0; \quad \partial t / \partial t = 0 \quad (10.6)$$

Изотермической поверхностью называется поверхность тела с одинаковыми температурой.

Рассмотрим две изотермические поверхности (Рис.9.1) с температурами  $t$  и  $t + \Delta t$ . Градиентом температуры называют предел отношения изменения температуры  $\Delta t$  к расстоянию между изотермами по нормали  $\Delta n$ , когда стремится к нулю:

$$\text{grad}t = |\mathbf{grad}t| = \lim[\Delta t/\Delta n]_{\Delta n \rightarrow 0} = \partial t/\partial n \quad (10.7)$$

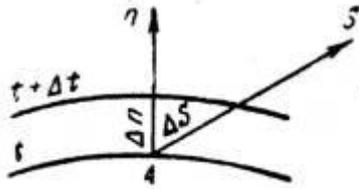


Рис. 9.1.

Температурный градиент-это вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной температуры  $t$  по нормали  $n$ :

$$\mathbf{grad}t = \partial t/\partial n \mathbf{n}_0, \quad (10.7^*)$$

где:  $\mathbf{n}_0$  – единичный вектор.

Количество теплоты, проходящее через изотермическую поверхность  $F$  в единицу времени называется тепловым потоком –  $Q$ , [Вт=Дж/с].

Тепловой поток, проходящий через единицу площади называют плотностью теплового потока –  $q = Q / F$ , [Вт/м<sup>2</sup>]

Для твердого тела уравнение теплопроводности подчиняется закону Фурье: **Тепловой поток, передаваемая теплопроводностью, пропорциональна градиенту температуры и площади сечения, перпендикулярного направлению теплового потока.**

$$Q = -\lambda \cdot F \cdot \partial t/\partial n, \quad (10.8)$$

или

$$q = -\lambda \cdot \partial t/\partial n \cdot \mathbf{n}_0 = -\lambda \cdot \mathbf{grad}t, \quad (10.9)$$

где:  $q$  – вектор плотности теплового потока;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности, [Вт/(м·К)].

Численное значение вектора плотности теплового потока равна:

$$q = -\lambda \cdot \partial t/\partial n = -\lambda \cdot |\mathbf{grad}t|, \quad (10.10)$$

где:  $|\mathbf{grad}t|$  – модуль вектора градиента температуры.

Коэффициент теплопроводности является физическим параметром вещества, характеризующим способность тела проводит теплоту, Она зависит от рода вещества, давления и температуры. Также на её величину влияет влажность вещества. Для большинства веществ коэффициент теплопроводности определяются опытным путем и для технических расчетов берут из справочной литературы.

## 10.2. Стационарная теплопроводность через плоскую стенку

1). Однородная плоская стенка (Рис.9.2.).

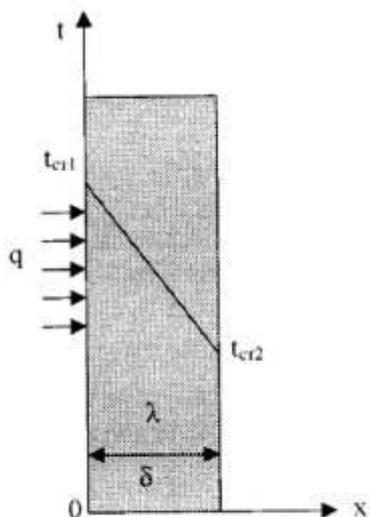


Рис.9.2. Однородная плоская стенка.

Температуры поверхностей стенки –  $t_{ct1}$  и  $t_{ct2}$ . Плотность теплового потока:

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda \cdot (t_{ct2} - t_{ct1}) / (x_{ct2} - x_{ct1})$$

или

$$q = \lambda \cdot (t_{ct2} - t_{ct1}) / (x_{ct2} - x_{ct1}) \quad \square \quad t / \square x \quad (9.13)$$

Тогда

$$q = \lambda / \delta \cdot (t_{ct1} - t_{ct2}) = \lambda / \delta \cdot \Delta t, \quad (10.14)$$

Если  $R = \delta / \lambda$  – термическое сопротивление теплопроводности стенки [(м<sup>2</sup>·К)/Вт], то плотность теплового потока:

$$q = (t_{ct1} - t_{ct2}) / R. \quad (10.15)$$

Общее количество теплоты, которое передается через поверхность F за время  $\tau$  определяется:

$$Q = q \cdot F \cdot \tau = (t_{ct1} - t_{ct2}) / R \cdot F \cdot \tau. \quad (10.16)$$

Температура тела в точке с координатой x находится по формуле:

$$t_x = t_{ct1} - (t_{ct1} - t_{ct2}) \cdot x / \delta. \quad (10.17)$$

2). Многослойная плоская стенка.

Рассмотрим 3-х слойную стенку (Рис.9.3). Температура наружных поверхностей стенок  $t_{ct1}$  и  $t_{ct2}$ , коэффициенты теплопроводности слоев  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ , толщина слоев  $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ .

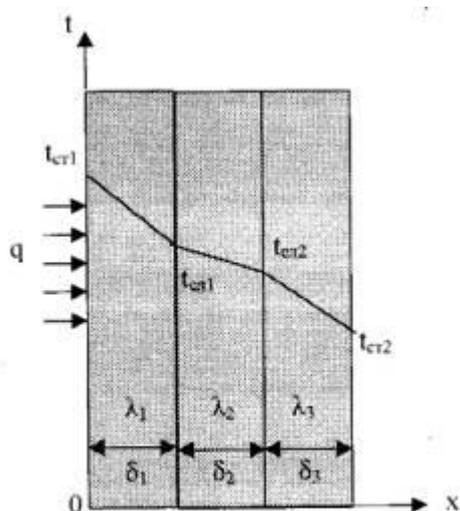


Рис.9.3. Многослойная плоская стенка.

Плотности тепловых потоков через каждый слой стенки:

$$q = \lambda_1/\delta_1 \cdot (t_{cr1} - t_{сл1}), \quad (10.18)$$

$$q = \lambda_2/\delta_2 \cdot (t_{сл1} - t_{сл2}), \quad (10.19)$$

$$q = \lambda_3/\delta_3 \cdot (t_{сл2} - t_{cr2}), \quad (10.20)$$

Решая эти уравнения, относительно разности температур и складывая, получаем:

$$q = (t_1 - t_4)/(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3) = (t_{cr1} - t_{cr2})/R_o, \quad (10.21)$$

где:  $R_o = (\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3)$  – общее термическое сопротивление теплопроводности многослойной стенки.

Температура слоев определяется по следующим формулам:

$$t_{сл1} = t_{cr1} - q \cdot (\delta_1/\lambda_1). \quad (9.22)$$

$$t_{сл2} = t_{сл1} - q \cdot \delta_2/\lambda_2. \quad (9.23)$$

### 10.3. Стационарная теплопроводность через цилиндрическую стенку

1). Однородная цилиндрическая стенка.

Рассмотрим однородный однослойный цилиндр длиной  $l$ , внутренним диаметром  $d_1$  и внешним диаметром  $d_2$  (Рис.9.4).

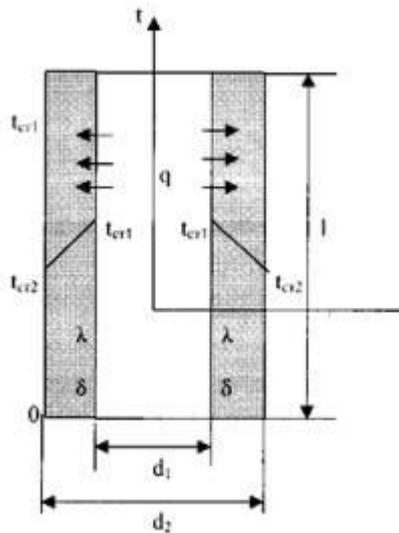


Рис.9.4. Однослойная цилиндрическая стенка.

Температуры поверхностей стенки –  $t_{cr1}$  и  $t_{cr2}$ .

Уравнение теплопроводности по закону Фурье в цилиндрических координатах:

$$Q = -\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot l \cdot \frac{\partial t}{\partial r} \quad (10.24)$$

или  $Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l \cdot \Delta t / \ln(d_2/d_1)$ , (9.25) где:  $\Delta t = t_{cr1} - t_{cr2}$  – температурный напор;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности стенки.

Для цилиндрических поверхностей вводят понятия тепловой поток единицы длины цилиндрической поверхности (линейная плотность теплового потока), для которой расчетные формулы будут:  $q_l = Q/l = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \Delta t / \ln(d_2/d_1)$ , [Вт/м]. (9.26) Температура тела внутри стенки с координатой  $d_x$ :  $t_x = t_{cr1} - (t_{cr1} - t_{cr2}) \cdot \ln(d_x/d_1) / \ln(d_2/d_1)$ . (9.27) 2). Многослойная цилиндрическая стенка.

Допустим цилиндрическая стенка состоит из трех плотно прилегающих слоев (Рис.9.5).

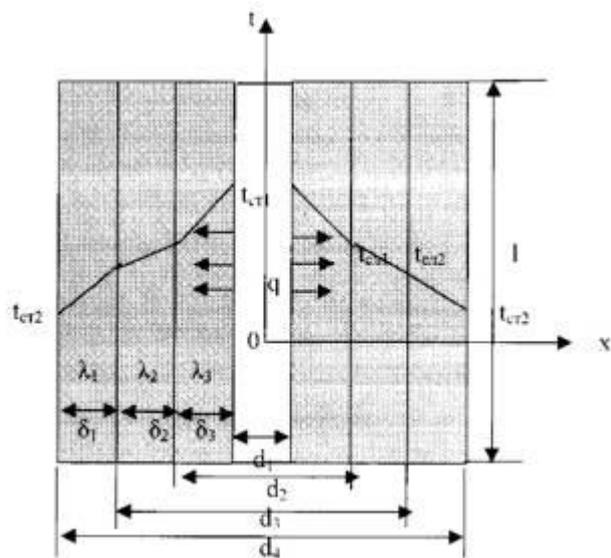


Рис.9.5. Многослойная цилиндрическая стенка.

Температура внутренней поверхности стенки  $-t_{сr1}$ , температура наружной поверхности стенки  $-t_{сr2}$ , коэффициенты теплопроводности слоев  $-\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ , диаметры слоев  $d_1, d_2, d_3, d_4$ .

Тепловые потоки для слоев будут:

$$1\text{-й слой } Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_1 \cdot l \cdot (t_{сr1} - t_{ср1}) / \ln(d_2/d_1), \quad (10.28)$$

$$2\text{-й слой } Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_2 \cdot l \cdot (t_{ср1} - t_{ср2}) / \ln(d_3/d_2), \quad (10.29)$$

$$3\text{-й слой } Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda_3 \cdot l \cdot (t_{ср2} - t_{сr2}) / \ln(d_4/d_3), \quad (10.30)$$

Решая полученные уравнения, получаем для теплового потока через многослойную стенку:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot l \cdot (t_{сr1} - t_{сr2}) / [\ln(d_2/d_1)/\lambda_1 + \ln(d_3/d_2)/\lambda_2 + \ln(d_4/d_3)/\lambda_3]. \quad (10.31)$$

Для линейной плотности теплового потока имеем:  $q_l = Q/l = 2 \cdot \pi \cdot (t_1 - t_2) / [\ln(d_2/d_1)/\lambda_1 + \ln(d_3/d_2)/\lambda_2 + \ln(d_4/d_3)/\lambda_3]$ . (10.32) Температуру между слоями находим из следующих уравнений:

$$t_{ср1} = t_{сr1} - q_l \cdot \ln(d_2/d_1) / 2 \cdot \pi \cdot \lambda_1. \quad (10.33)$$

$$t_{ср2} = t_{ср1} - q_l \cdot \ln(d_3/d_2) / 2 \cdot \pi \cdot \lambda_2. \quad (10.34)$$

#### 10.4. Стационарная теплопроводность через шаровую стенку

Именно недостаток L-Карнитина часто становится причиной лишнего веса.

Пусть имеется полый шар (Рис.9.6) – внутренний диаметр  $d_1$ , внешний диаметр  $d_2$ , температура внутренней поверхности стенки  $-t_{сr1}$ , температура наружной поверхности стенки  $-t_{сr2}$ , коэффициент теплопроводности стенки  $-\lambda$ .

Уравнение теплопроводности по закону Фурье в сферических координатах:  $Q = -\lambda \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \partial t / \partial r$  (10.35) или

$$Q = 4 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \Delta t / (1/r_2 - 1/r_1) = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \Delta t / (1/d_1 - 1/d_2) = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot \Delta t / (d_2 - d_1) = \pi \cdot \lambda \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot \Delta t / \delta \quad (10.36)$$

где:  $\Delta t = t_{сr1} - t_{сr2}$  – температурный напор;

$\delta$  –толщина стенки.

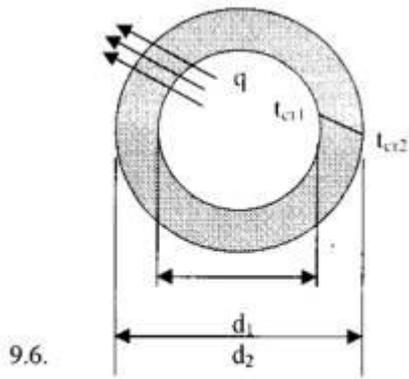


Рис.9.6. Однородная шаровая стенка.

## лекция 11. Конвективный теплообмен

### 11.1. Факторы, влияющие на конвективный теплообмен

Конвективным теплообменом называется одновременный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью. В инженерных расчетах часто определяют конвективный теплообмен между потоками жидкости или газа и поверхностью твердого тела. Этот процесс конвективного теплообмена называют конвективной теплоотдачей или просто теплоотдачей.

Основными факторами, влияющими на процесс теплоотдачи являются следующие:

1). Природа возникновения движения жидкости вдоль поверхности стенки. Самопроизвольное движение жидкости (газа) в поле тяжести, обусловленное разностью плотностей её горячих и холодных слоев, называют свободным движением (естественная конвекция). Движение, создаваемое вследствие разности давлений, которые создаются насосом, вентилятором и другими устройствами, называется вынужденным (вынужденная конвекция).

2). Режим движения жидкости.

Упорядоченное, слоистое, спокойное, без пульсаций движение называется ламинарным.

Беспорядочное, хаотическое, вихревое движение называется турбулентным.

3). Физические свойства жидкостей и газов. Большое влияние на конвективный теплообмен оказывают следующие физические параметры: коэффициент теплопроводности ( $\lambda$ ), удельная теплоемкость ( $c$ ), плотность ( $\rho$ ), коэффициент температуропроводности ( $a = \lambda/c_p \cdot \rho$ ), коэффициент динамической вязкости ( $\mu$ ) или кинематической вязкости ( $\nu = \mu/\rho$ ), температурный коэффициент объемного расширения ( $\beta = 1/T$ ).

4). Форма (плоская, цилиндрическая), размеры и положение поверхности (горизонтальная, вертикальная).

### 11.2. Закон Ньютона-Рихмана

Процесс теплообмена между поверхностью тела и средой описывается законом Ньютона-Рихмана, которая гласит, что количество теплоты, передаваемая конвективным теплообменом прямо пропорционально разности температур поверхности тела ( $t_{ст}$ ) и окружающей среды ( $t_{ж}$ ):  $Q = \alpha \cdot (t_{ст} - t_{ж}) \cdot F$ , (11.1) или  $q = \alpha \cdot (t_{ст} - t_{ж})$ , (11.2) где: коэффициент теплоотдачи [ $Вт/(м^2К)$ ], характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Факторы, которые влияют на процесс конвективного теплообмена, включают в этот коэффициент теплоотдачи. Тогда коэффициент теплоотдачи является функцией этих параметров и можно записать эту зависимость в виде следующего уравнения:  $\alpha = f_1(X; \Phi; l_0; x_c; y_c; z_c; w_0; \theta; \lambda; a; c_p; \rho; \nu; \beta)$ , (11.3) где:  $X$  – характер движения среды (свободная, вынужденная);  $\Phi$  – форма поверхности;

$l_0$  – характерный размер поверхности (длина, высота, диаметр и т.д.);

$x_c; y_c; z_c$  – координаты;

$w_0$  – скорость среды (жидкость, газ);

$\theta = (t_{ст} - t_{ж})$  – температурный напор;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности среды;

$a$  – коэффициент температуропроводности среды;

$c_p$  – изобарная удельная теплоемкость среды;

$\rho$  – плотность среды;

$\nu$  – коэффициент кинематической вязкости среды;

$\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения среды.

Уравнение (11.3) показывает, что коэффициент теплоотдачи величина сложная и для её определения невозможно дать общую формулу. Поэтому для определения коэффициента теплоотдачи применяют экспериментальный метод исследования.

Достоинством экспериментального метода является: достоверность получаемых результатов; основное внимание можно сосредоточить на изучении величин, представляющих наибольший практический интерес.

Основным недостатком этого метода является, что результаты данного эксперимента не могут быть использованы, применительно к другому явлению, которое в деталях отличается от изученного. Поэтому выводы, сделанные на основании анализа результатов данного экспериментального исследования, не допускают распространения их на другие явления. Следовательно, при экспериментальном методе исследования каждый конкретный случай должен служить самостоятельным объектом изучения.

## 11.4. Критериальные уравнения конвективного теплообмена

Используя теорию подобия из системы дифференциальных уравнений 10.4, 10.9, 10.10 и 10.11 можно получить уравнение теплоотдачи (11.3) для конвективного теплообмена в случае отсутствия внутренних источников тепла в следующем критериальной форме:  $Nu = f_2(X; \Phi; X_0; Y_0; Z_0; Re; Gr; Pr)$ , (11.12)

где:  $X_0; Y_0; Z_0$  – безразмерные координаты;

$Nu = \alpha \cdot l_0 / \lambda$  - критерий Нуссельта (безразмерный коэффициент теплоотдачи), характеризует теплообмен между поверхностью стенки и жидкостью (газом);

$Re = w \cdot l_0 / \nu$  - критерий Рейнольдса, характеризует соотношение сил инерции и вязкости и определяет характер течения жидкости (газа);

$Gr = (\beta \cdot g \cdot l_0^3 \cdot \Delta t) / \nu^2$  - критерий Грасгофа, характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости (газе) вследствие разности плотностей;

$Pr = \nu / a = (\mu \cdot c_p) / \lambda$  - критерий Прандтля, характеризует физические свойства жидкости (газа);

$l_0$  – определяющий размер (длина, высота, диаметр).

Предыдущая страница | Следующая страница

## 11.5. Расчетные формулы конвективного теплообмена

### Свободная конвекция в неограниченном пространстве.

а). Горизонтальная труба диаметром  $d$  при  $10^3 < (Gr \cdot Pr)_{\text{жд}} < 10^8$ .

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,5 \cdot (Gr_{\text{жд}} \cdot Pr_{\text{ж}})^{0,25} \cdot (Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (11.13)$$

б). Вертикальная труба и пластина:

1). ламинарное течение -  $10^3 < (Gr \cdot Pr)_{\text{ж}} < 10^9$ :

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,75 \cdot (Gr_{\text{жд}} \cdot Pr_{\text{ж}})^{0,25} \cdot (Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (11.14)$$

2). турбулентное течение -  $(Gr \cdot Pr)_{\text{ж}} > 10^9$ :

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,15 \cdot (Gr_{\text{жд}} \cdot Pr_{\text{ж}})^{0,33} \cdot (Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (11.15)$$

Здесь значения  $Gr_{\text{жд}}$  и  $Pr_{\text{ж}}$  берутся при температуре жидкости (газа), а  $Pr_{\text{ст}}$  при температуре поверхности стенки.

Для воздуха  $Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}} = 1$  и формулы (11.13-11.15) упрощаются.

## 2. Вынужденная конвекция.

Режим течения определяется по величине  $Re$ .

а). Течение жидкости в гладких трубах круглого сечения.

1). ламинарное течение –  $Re < 2100$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,15 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,33} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,33} \cdot (Gr_{\text{жд}} \cdot Pr_{\text{ж}})^{0,1} \cdot (Pr_{\text{ж}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \cdot \varepsilon_1, \quad (11.16)$$

где  $\varepsilon_1$  - коэффициент, учитывающий изменение среднего коэффициента теплоотдачи по длине трубы и зависит от отношения длины трубы к его диаметру ( $l/d$ ). Значения этого коэффициента представлена в таблице 10.1.

Таблица 10.1.

Значение  $\epsilon_1$  при ламинарном режиме.

l/d	l/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$\epsilon_1$	$\epsilon_1$	1,9	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

2). переходной режим –  $2100 < Re < 10^4$

$$Nu_{\text{ждср}} = K_0 \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,43} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25} \cdot \epsilon_1 \quad (11.17)$$

Коэффициент  $K_0$  зависит от критерия Рейнольдса  $Re$  и представлена в таблице 10.2.

Таблица 10.2.

Значение  $K_0$ .

$Re \cdot 10^4$	$10^4$	2	3	4	5	6	8	10	15	20	30	40	50
$K_0$	$K_0$	1,9	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00	0,9	0,8	0,7

3). турбулентное течение –  $Re = 10^4$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,021 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,43} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25} \cdot \epsilon_1 \quad (10.18)$$

Таблица 10.3.

Значение  $\epsilon_1$  при турбулентном режиме.

l/d	$Re = 2 \cdot 10^3$		$Re = 2 \cdot 10^3$	
1	1,9	1	1,9	
2	1,70	2	1,70	
5	1,44	5	1,44	
10	1,28	10	1,28	
15	1,18	15	1,18	
20	1,13	20	1,13	
30	1,05	30	1,05	
40	1,02	1,02	1,02	
50	1,00	1,00	1,00	

б). Обтекание горизонтальной поверхности.

1). ламинарное течение –  $Re < 4 \cdot 10^4$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,66 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,5} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,33} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.19)$$

2). турбулентное течение –  $Re > 4 \cdot 10^4$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,037 \cdot Re_{\text{жд}}^{0,5} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,33} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.20)$$

в). Поперечное обтекание одиночной трубы (угол атаки  $\alpha = 90^\circ$ ).

1). при  $Re_{\text{жд}} = 5 - 10^3$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,57 \cdot Re_{\text{ж}}^{0,5} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,38} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.21)$$

2). при  $Re_{\text{жд}} = 10^3 - 2 \cdot 10^5$

$$Nu_{\text{ждср}} = 0,25 \cdot Re_{\text{ж}}^{0,6} \cdot Pr_{\text{ж}}^{0,38} \cdot (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.22)$$

лекция 12. Тепловое излучение

12.1. Общие сведения о тепловом излучении

Лучистая энергия возникает за счет энергии других видов в результате сложных молекулярных и внутриатомных процессов. Природа всех лучей одинакова. Они представляют собой распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны. Источником теплового излучения является внутренняя энергия нагретого тела. Количество лучистой энергии в основном зависит от физических свойств и температуры излучающего тела. Электромагнитные волны различаются между собой длиной волны

В зависимости от длины волны  $\lambda$  лучи обладают различными свойствами. Наименьшей длиной волны обладают космические лучи  $\lambda = (0,1 - 10)^\circ\text{A}$  (где  $^\circ\text{A}$  — ангстрем, единица длины,  $1^\circ\text{A} = 10^{-10}\text{м}$ ). Гамма-лучи, испускаемые радиоактивными веществами, имеют длину волны до  $10^\circ\text{A}$ ; лучи Рентгена –  $\lambda = (10-200)^\circ\text{A}$ ; ультрафиолетовые лучи –  $\lambda = (200^\circ\text{A} - 0,4 \text{ мк})$  (мк — микрон,  $1 \text{ мк} = 0,001 \text{ мм}$ ), световые лучи –  $\lambda = (0,4-0,8)\text{мк}$ , инфракрасные или тепловые лучи –  $\lambda = (0,8 - 400) \text{ мк}$ , радио или электромагнитные лучи –  $\lambda > 400 \text{ мк}$ . Из всех лучей наибольший интерес для теплопередачи представляют тепловые лучи с  $\lambda = (0,8 - 40) \text{ мк}$ .

Лучеиспускание свойственно всем телам, и каждое из них излучает и поглощает энергию непрерывно, если температура его не равна  $0^\circ\text{K}$ . При одинаковых или различных температурах между телами, расположенными как угодно в пространстве, существует непрерывный лучистый теплообмен.

При температурном равновесии тел количество отдаваемой лучистой энергии будет равно количеству поглощаемой лучистой энергии. Спектр излучения большинства твердых и жидких тел непрерывен. Эти тела испускают лучи всех длин волн от малых до больших.

Спектр излучения газов имеет линейчатый характер. Газы испускают лучи не всех длин волн. Такое излучение называется селективным (избирательным). Излучение газов носит объемный характер.

Суммарное излучение с поверхности тела по всем направлениям полусферического пространства и по всем длинам волн спектра называется интегральным или полным лучистым потоком ( $Q$ ).

Интегральный лучистый поток, излучаемый единицей поверхности по всем направлениям, называется излучательной способностью тела и обозначается

$$E = dQ / dF, [\text{вт}/\text{м}^2] \quad (11.1)$$

где  $dQ$  - элементарный лучистый поток, испускаемый элементом поверхности  $dF$ .

Каждое тело способно не только излучать, но и отражать, поглощать и пропускать через себя падающие лучи от другого тела. Если обозначить общее количество лучистой энергии, падающей на тело, через  $Q$ , то часть энергии, равная  $A$ , поглотится телом, часть, равная  $R$ , отразится, а часть, равная  $D$ , пройдет сквозь тело. Отсюда

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D, \quad (11.2)$$

или  $A + R + D = 1. \quad (11.3)$

Величину  $A$  называют коэффициентом поглощения. Он представляет собой отношение поглощенной лучистой энергии ко всей лучистой энергии, падающей на тело. Величину  $R$  называют коэффициентом отражения.  $R$  есть отношение отраженной лучистой энергии ко всей падающей. Величину  $D$  называют коэффициентом пропускания.  $D$  есть отношение прошедшей сквозь тело лучистой энергии ко всей лучистой энергии, падающей на тело. Для большинства твердых тел, практически не пропускающих сквозь себя лучистую энергию,  $A + R = 1$ .

Если поверхность поглощает все падающие на нее лучи, т. е.  $A = 1$ ,  $R = 0$  и  $D = 0$ , то такую поверхность называют абсолютно черной. Если поверхность отражает полностью все падающие на нее лучи, то такую поверхность называют абсолютно белой. При этом  $R = 1$ ,  $A = 0$ ,  $D = 0$ . Если тело абсолютно прозрачно для тепловых лучей, то  $D = 1$ ,  $R = 0$  и  $A = 0$ . В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует, тем не менее понятие о них является очень важным для сравнения с реальными поверхностями.

Кварц для тепловых лучей непрозрачен, а для световых и ультрафиолетовых лучей прозрачен. Каменная соль прозрачна для тепловых лучей и непрозрачна для ультрафиолетовых лучей. Оконное стекло прозрачно для световых лучей, а для ультрафиолетовых и тепловых почти непрозрачно. Белая поверхность (ткань, краска) хорошо отражает лишь видимые лучи, а тепловые лучи поглощает также хорошо, как и темная. Таким образом,

свойство тел поглощать или отражать тепловые лучи зависят в основном от состояния поверхности, а не от ее цвета.

Если поверхность отражает лучи под тем же углом, под которым они падают на нее, то такую поверхность называют зеркальной. Если падающий луч при отражении расщепляется на множество лучей, идущих по всевозможным направлениям, то такое отражение называют диффузным (например поверхность мела).

При исследовании лучистых потоков большое значение имеет распределение лучистой энергии, испускаемой абсолютно черным телом по отдельным длинам волн спектра. Каждой длине волны лучей, при определенной температуре, соответствует определенная интенсивность излучения -  $I_{s\lambda}$ . Интенсивность излучения или спектральная (монохроматическая) интенсивность, представляет собой плотность лучистого потока тела для длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda+d\lambda$ , отнесенная к рассматриваемому интервалу длин волн  $d\lambda$ ;

$$I_{s\lambda} = dE_{s\lambda} / d\lambda, \quad (12.4)$$

где  $I_{s\lambda}$  - спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела.

## 12.2. Основные законы теплового излучения

**Закон Планка.** Интенсивности излучения абсолютно черного тела  $I_{s\lambda}$  и любого реального тела  $I_{\lambda}$  зависят от температуры и длины волны.

Абсолютно черное тело при данной температуре испускает лучи всех длин волн от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$ .

По мере увеличения длины волны энергия лучей возрастает, при некоторой длине волны достигает максимума, затем убывает. Кроме того, для луча одной и той же длины волны энергия его увеличивается с возрастанием температуры тела, испускающего лучи (рис.11.1).

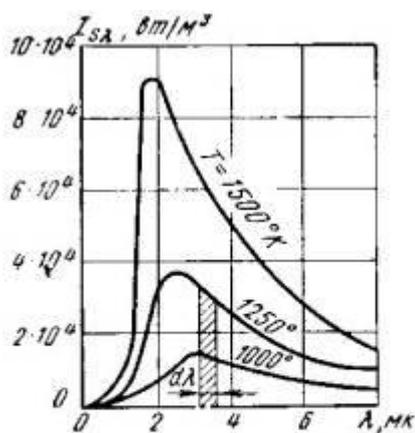


Рис. 11.1.

Планк установил следующий закон изменения интенсивности излучения абсолютно черного тела в зависимости от температуры и длины волны:

$$I_{s\lambda} = c_1 \lambda^{-5} / (e^{c/(\lambda T)} - 1), \quad (12.5)$$

где  $e$  - основание натуральных логарифмов;  $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$  Вт/м<sup>2</sup>;  $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$  м\*град;  $\lambda$  - длина волны, м;  $T$  - температура излучающего тела, К.

Из рис.11.1 видно, что для любой температуры интенсивность излучения  $I_{s\lambda}$  возрастает от нуля (при  $\lambda=0$ ) до своего наибольшего значения, а затем убывает до нуля (при  $\lambda=\infty$ ). При повышении температуры интенсивность излучения для каждой длины волны возрастает

**Закон смещения Вина.** Кроме того, из рис.11.1 следует, что максимумы кривых с повышением температуры смещаются в сторону более коротких волн. Длина волны  $\lambda_{ms}$ , отвечающая максимальному значению  $I_{s\lambda}$ , определяется законом смещения Вина:

$$\lambda_{ms} = 2,9 / T. \quad (12.6)$$

С увеличением температуры  $\lambda_{ms}$  уменьшается, что и следует из закона.

Пользуясь законом смещения Вина, можно измерять высокие температуры тел на расстоянии, например, расплавленных металлов, космических тел и др.

**Закон Стефана-Больцмана.** Планк установил, что каждой длине волны соответствует определенная интенсивность излучения, которая увеличивается с возрастанием температуры. Тепловой поток, излучаемый единицей поверхности черного тела в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , может быть определен из уравнения

$$dE_s = I_{s\lambda} * d\lambda. \quad (12.7)$$

Элементарная площадка на рис.11.1, ограниченная кривой  $T = \text{const}$ , основанием  $d\lambda$   $\lambda$  ординатами  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  ( $I_{s\lambda}$ ) определяет количество лучистой энергии  $dE_s$  и называется лучеиспускательной способностью абсолютно черного тела для длин волн  $d\lambda$ . Вся же площадь между любой кривой  $T = \text{const}$  и осью абсцисс равна интегральному излучению черного тела в пределах от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$  при данной температуре.

Подставляя в уравнение (12.7) закон Планка и интегрируя от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$ , найдем, что интегральное излучение (тепловой поток) абсолютно черного тела прямо пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры (закон Стефана-Больцмана).

$$E_s = C_s (T/100)^4, \quad (12.8)$$

где  $C_s = 5,67$  Вт/(м<sup>2</sup>\*К<sup>4</sup>) - коэффициент излучения абсолютно черного тела

Отмечая на рис.11.1 количество энергии, отвечающей световой части спектра (0,4—0,8 мк), нетрудно заметить, что оно для невысоких температур очень мало по сравнению с энергией интегрального излучения. Только при температуре солнца ~ 6000К энергия световых лучей составляет около 50% от всей энергии черного излучения.

Все реальные тела, используемые в технике, не являются абсолютно черными и при одной и той же температуре излучают меньше энергии, чем абсолютно черное тело. Излучение реальных тел также зависит от температуры и длины волны. Чтобы законы излучения черного тела можно было применить для реальных тел, вводится понятие о сером теле и сером излучении. Под серым излучением понимают такое, которое аналогично излучению черного тела имеет сплошной спектр, но интенсивность лучей для каждой длины волны  $I_\lambda$  при любой температуре составляет неизменную долю от интенсивности излучения черного тела  $I_{s\lambda}$ , т.е. существует отношение:

$$I_\lambda / I_{s\lambda} = \varepsilon = \text{const.} \quad (12.9)$$

Величину  $\varepsilon$  называют степенью черноты. Она зависит от физических свойств тела. Степень черноты серых тел всегда меньше единицы.

Большинство реальных твердых тел с определенной степенью точности можно считать серыми телами, а их излучение — серым излучением. Энергия интегрального излучения серого тела равна:

$$E = \varepsilon * E_s = C * (T/100)^4 \quad (11.10)$$

Лучеиспускательная способность серого тела составляет долю, равную  $\varepsilon$  от лучеиспускательной способности черного тела.

Величину  $C = \varepsilon * E_s$  называют коэффициентом излучения серого тела. Величина  $C$  реальных тел в общем случае зависит не только от физических свойств тела, но и от состояния поверхности или от ее шероховатости, а также от температуры и длины волны. Значения коэффициентов излучения и степеней черноты тел берут из таблиц. Таблица 11.1

**Степень черноты полного нормального излучения  
для различных материалов**

Наименование материала	t, °C	$\varepsilon$
Алюминий полированный	50—	0,04—
	500	0,06
Бронза	50	0,1
Железо листовое оцинкованное, блестящее	30	0,23
Жесть белая, старая	20	0,28
Золото полированное	200 -	0,02—
	600	0,03
Латунь матовая	20-350	0,22
Медь полированная	50—	0,02
	100	
Никель полированный	200—	0,07—

	400	0,09
Олово блестящее	20—50	0,04— 0,06
Серебро полированное	200— 600	0,02— 0,03
Стальной листовой прокат	50	0,56
Сталь окисленная	200— 600	0,8
Сталь сильно окисленная	500	0,98
Чугунное литье	50	0,81
Асбестовый картон	20	0,96
Дерево строганое	20	0,8— 0,9
Кирпич огнеупорный	500— 1000	0,8— 0,9
Кирпич шамотный	1000	0,75
Кирпич красный, шероховатый	20	0,88— 0,93
Лак черный, матовый	40— 100	0,96— 0,98
Лак белый	40— 100	0,8— 0,95
Масляные краски различных цветов . . .	100	0,92— 0,96
Сажа ламповая	20— 400	0,95
Стекло	20— 100	0,91— 0,94
Эмаль белая	20	0,9

**Закон Кирхгофа.** Для всякого тела излучательная и поглощательная способности зависят от температуры и длины волны. Различные тела имеют различные значения  $E$  и  $A$ . Зависимость между ними устанавливается законом Кирхгофа:

$$E = E_s * A \text{ или } E / A = E_s = E_s / A_s = C_s * (T/100)^4 . (12.11)$$

Отношение лучеиспускательной способности тела (E) к его поглощательной способности (A) одинаково для всех серых тел, находящихся при одинаковых температурах и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.

Из закона Кирхгофа следует, что если тело обладает малой поглощательной способностью, то оно одновременно обладает и малой лучеиспускательной способностью (полированные металлы). Абсолютно черное тело, обладающее максимальной поглощательной способностью, имеет и наибольшую излучательную способность.

Закон Кирхгофа остается справедливым и для монохроматического излучения. Отношение интенсивности излучения тела при определенной длине волны к его поглощательной способности при той же длине волны для всех тел одно и то же, если они находятся при одинаковых температурах, и численно равно интенсивности излучения абсолютно черного тела при той же длине волны и температуре, т.е. является функцией только длины волны и температуры:

$$E_\lambda / A_\lambda = I_\lambda / A_\lambda = E_{s\lambda} = I_{s\lambda} = f(\lambda, T). (12.12)$$

Поэтому тело, которое излучает энергию при какой-нибудь длине волны, способно поглощать ее при этой же длине волны. Если тело не поглощает энергию в какой-то части спектра, то оно в этой части спектра и не излучает.

Из закона Кирхгофа также следует, что степень черноты серого тела  $\epsilon$  при одной и той же температуре численно равно коэффициенту поглощения A:

$$\epsilon = I_\lambda / I_{s\lambda} = E / E_{s\lambda} = C / C_{s\lambda} = A . (12.13)$$

**Закон Ламберта.** Излучаемая телом лучистая энергия распространяется в пространстве по различным направлениям с различной интенсивностью. Закон, устанавливающий зависимость интенсивности излучения от направления, называется законом Ламберта.

Закон Ламберта устанавливает, что количество лучистой энергии, излучаемое элементом поверхности  $dF_1$  в направлении элемента  $dF_2$ , пропорционально произведению количества энергии, излучаемой по нормали  $dQ_n$ , на величину пространственного угла  $d\omega$  и  $\cos\varphi$ , составленного направлением излучения с нормалью (рис.11.2):

$$d^2Q_n = dQ_n * d\omega * \cos\varphi. (12.14)$$

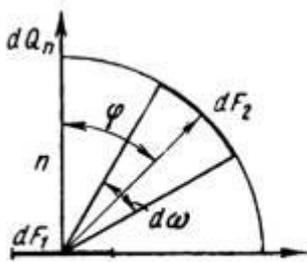


Рис. 11.2.

Следовательно, наибольшее количество лучистой энергии излучается в перпендикулярном направлении к поверхности излучения, т. е. при ( $\varphi = 0$ ). С увеличением  $\varphi$  количество лучистой энергии уменьшается и при  $\varphi = 90^\circ$  равно нулю. Закон Ламберта полностью справедлив для абсолютно черного тела и для тел, обладающих диффузным излучением при  $\varphi = 0 - 60^\circ$ .

## Лекция 13. Теплопередача

### 13.1. Теплопередача через плоскую стенку

Теплопередачей называется передача теплоты от горячего теплоносителя к холодному теплоносителю через стенку, разделяющую эти теплоносители.

Примерами теплопередачи являются: передача теплоты от греющей воды нагревательных элементов (отопительных систем) к воздуху помещения; передача теплоты от дымовых газов к воде через стенки кипятильных труб в паровых котлах; передача теплоты от раскаленных газов к охлаждающей воде (жидкости) через стенку цилиндра двигателя внутреннего сгорания; передача теплоты от внутреннего воздуха помещения к наружному воздуху и т. д. При этом ограждающая стенка является проводником теплоты, через которую теплота передается теплопроводностью, а от стенки к окружающей среде конвекцией и излучением. Поэтому процесс теплопередачи является сложным процессом теплообмена.

При передаче теплоты от стенки к окружающей среде в основном преобладает конвективный теплообмен, поэтому будут рассматриваться такие задачи.

#### 1). Теплопередача через плоскую стенку.

Рассмотрим однослойную плоскую стенку толщиной  $\delta$  и теплопроводностью  $\lambda$

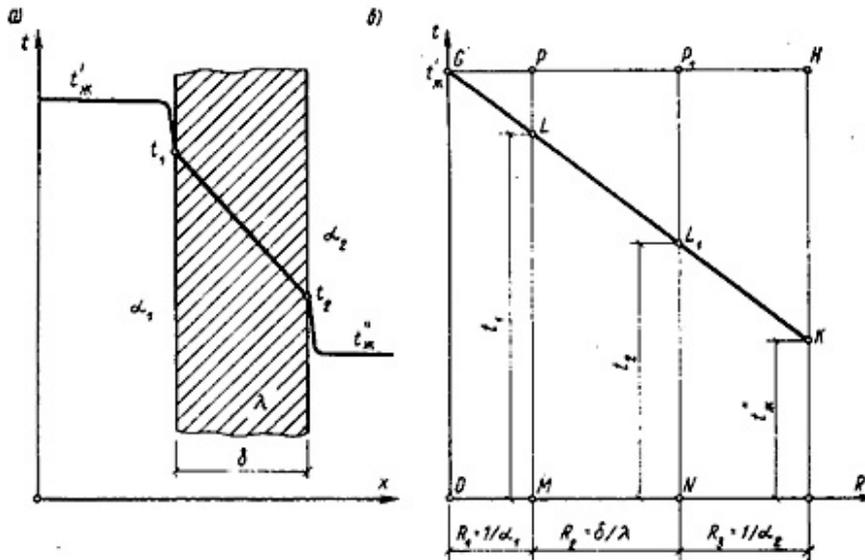


Рис. 12.1. Схема теплопередачи между двумя жидкостями через плоскую стенку (а) и графический способ определения температурного поля в стенке (б)

Температура горячей жидкости (среды)  $t'_{ж}$ , холодной жидкости (среды)  $t''_{ж}$ .

Количество теплоты, переданной от горячей жидкости (среды) к стенке по закону Ньютона-Рихмана имеет вид:

$$Q = \alpha_1 \cdot (t'_{ж} - t_1) \cdot F, \quad (13.1)$$

где  $\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи от горячей среды с температурой  $t'_{ж}$  к поверхности стенки с температурой  $t_1$ ;

$F$  – расчетная поверхность плоской стенки.

Тепловой поток, переданный через стенку определяется по уравнению:

$$Q = \lambda/\delta \cdot (t_1 - t_2) \cdot F. \quad (13.2)$$

Тепловой поток от второй поверхности стенки к холодной среде определяется по формуле:

$$Q = \alpha_2 \cdot (t_2 - t''_{ж}) \cdot F, \quad (13.3)$$

где  $\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи от второй поверхности стенки к холодной среде с температурой  $t''_{ж}$ .

Решая эти три уравнения получаем:

$$Q = (t'_{ж} - t''_{ж}) \cdot F \cdot K, \quad (13.4)$$

где  $K = 1 / (1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)$  – коэффициент теплопередачи, (13.5)

или

$R_0 = 1/K = (1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)$  – полное термическое сопротивление теплопередачи через однослойную плоскую стенку. (13.6)

$1/\alpha_1, 1/\alpha_2$  – термические сопротивления теплоотдачи поверхностей стенки;

$\delta/\lambda$  - термическое сопротивление стенки.

Для многослойной плоской стенки полное термическое сопротивление будет определяться по следующей формуле

$$R_0 = (1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \dots + \delta_n/\lambda_n + 1/\alpha_2), \quad (13.7)$$

а коэффициент теплопередачи:

$$K = 1 / (1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \dots + \delta_n/\lambda_n + 1/\alpha_2), \quad (13.8)$$

## 12.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Принцип расчета теплового потока через цилиндрическую стенку аналогична как и для плоской стенки. Рассмотрим однородную трубу (рис.12.2) с теплопроводностью  $\lambda$ , внутренний диаметр  $d_1$ , наружный диаметр  $d_2$ , длина  $l$ . Внутри трубы находится горячая среда с температурой  $t'_{ж}$ , а снаружи холодная

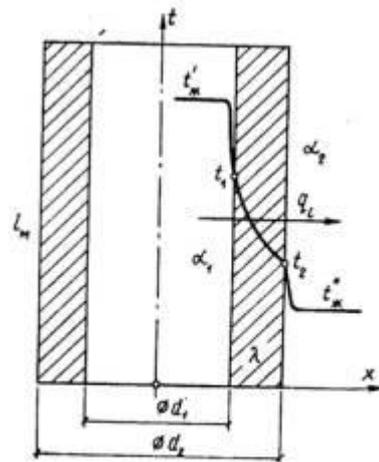


Рис. 12.2. Теплопередача между двумя жидкостями через цилиндрическую стенку

среда с температурой  $t''_{ж}$ .

Количество теплоты, переданной от горячей среды к внутренней стенке трубы по закону Ньютона-Рихмана имеет вид:

$$Q = \pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1 \cdot l \cdot (t'_ж - t_1), \quad (13.9)$$

где  $\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи от горячей среды с температурой  $t'_ж$  к поверхности стенки с температурой  $t_1$ ;

Тепловой поток, переданный через стенку трубы определяется по уравнению:

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot l \cdot (t_1 - t_2) / \ln(d_2/d_1). \quad (13.10)$$

Тепловой поток от второй поверхности стенки трубы к холодной среде определяется по формуле:

$$Q = \pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2 \cdot l \cdot (t_1 - t''_ж), \quad (13.11)$$

где  $\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи от второй поверхности стенки к холодной среде с температурой  $t''_ж$ .

Решая эти три уравнения получаем:

$$Q = \pi \cdot l \cdot (t'_ж - t''_ж) \cdot K, \quad (13.12)$$

$$\text{где } K_1 = 1/[1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda \ln(d_2/d_1)) + 1/(\alpha_2 d_2)] - \quad (13.13)$$

- линейный коэффициент теплопередачи,

$$\text{или } R_1 = 1/K_1 = [1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda \ln(d_2/d_1)) + 1/(\alpha_2 d_2)] - \quad (13.14)$$

- полное линейное термическое сопротивление

теплопередачи через однослойную цилиндрическую стенку.

$1/(\alpha_1 d_1)$ ,  $1/(\alpha_2 d_2)$  – термические сопротивления теплоотдачи поверхностей стенки;

$1/(2\lambda \ln(d_2/d_1))$  - термическое сопротивление стенки.

Для многослойной (n слоев) цилиндрической стенки полное линейное термическое сопротивление будет определяться по следующей формуле:

$$R_1 = 1/K_1 = [1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda_1 \ln(d_2/d_1)) + 1/(2\lambda_3 \ln(d_3/d_2)) + \dots + 1/(2\lambda_n \ln(d_{n+1}/d_n)) + 1/(\alpha_2 d_n)] - \quad (13.15)$$

### 12.3. Типы теплообменных аппаратов

Теплообменным аппаратом называют всякое устройство, в котором одна жидкость — горячая среда, передает теплоту другой жидкости - холодной среде. В качестве теплоносителей в тепловых аппаратах используются

разнообразные капельные и упругие жидкости в самом широком диапазоне давлений и температур. По принципу работы аппараты делят на регенеративные, смесительные и рекуперативные.

В регенеративных аппаратах горячий теплоноситель отдает свою теплоту аккумулирующему устройству, которое в свою очередь периодически отдает теплоту второй жидкости - холодному теплоносителю, т. е. одна и та же поверхность нагрева омывается то горячей, то холодной жидкостью.

В смесительных аппаратах передача теплоты от горячей к холодной жидкости происходит при непосредственном смешении обеих жидкостей, например смешивающие конденсаторы.

Особенно широкое развитие во всех областях техники получили рекуперативные аппараты, в которых теплота от горячей к холодной жидкости передается через разделительную стенку. Только такие аппараты будут рассмотрены в дальнейшем.

Теплообменные аппараты могут иметь самые разнообразные назначения — паровые котлы, конденсаторы, пароперегреватели, приборы центрального отопления и т. д. Теплообменные аппараты в большинстве случаев значительно отличаются друг от друга как по своим формам и размерам, так и по применяемым в них рабочим телам. Несмотря на большое разнообразие теплообменных аппаратов, основные положения теплового расчета для них остаются общими.

В теплообменных аппаратах движение жидкости осуществляется по трем основным схемам.

Если направление движения горячего и холодного теплоносителей совпадают, то такое движение называется прямотоком (рис.12.3,а).

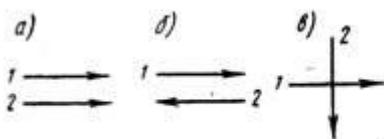


Рис. 12.3.

Если направление движения горячего теплоносителя противоположно движению холодного теплоносителя, то такое движение называется противотоком (рис.12.3,б). Если же горячий теплоноситель движется перпендикулярно движению холодного теплоносителя, то такое движение называется перекрестным током (рис.12.3,в). Кроме этих основных схем движения жидкостей, в теплообменных аппаратах применяют более сложные схемы движения, включающие все три основные схемы.

### 13.4. Расчет теплообменных аппаратов

Целью теплового расчета является определение поверхности теплообмена, а если последняя известна, то целью расчета является определение конечных

температур рабочих жидкостей. Основными расчетными уравнениями теплообмена при стационарном режиме являются уравнение теплопередачи и уравнение теплового баланса. Уравнение теплопередачи:  
 $Q = k \cdot F \cdot (t_1 - t_2)$

где  $Q$  — тепловой поток, Вт,  $k$  - средний коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>град),  $F$  — поверхность теплообмена в аппарате, м<sup>2</sup>,  $t_1$  и  $t_2$  - соответственно температуры горячего и холодного теплоносителей. Уравнение теплового баланса при условии отсутствия тепловых потерь и фазовых переходов:

$$Q = V_1 \rho_1 \cdot c_{p1} \cdot (t'_1 - t''_1) = V_2 \rho_2 \cdot c_{p2} \cdot (t''_2 - t'_2), \quad (12.16)$$

где  $V_1 \rho_1, V_2 \rho_2$  - массовые расходы теплоносителей, кг/сек,  $c_{p1}$  и  $c_{p2}$  - средние массовые теплоемкости жидкостей в интервале температур от  $t'$  до  $t''$ ,

$t'_1$  и  $t''_1$  температуры жидкостей при входе в аппарат;

$t'_2$  и  $t''_2$  - температуры жидкостей при выходе из аппарата.

Величину произведения

$$V \cdot \rho \cdot c_p = W, \text{ Вт/град}$$

называют водяным, или условным, эквивалентом. С учетом последнего уравнение теплового баланса может быть представлено в следующем виде:

$$(t'_1 - t''_1) / (t''_2 - t'_2) = W_2 / W_1, \quad (12.17)$$

$W_2, W_1$  - условные эквиваленты горячей и холодной жидкостей.

$W_2, W_1$  - условные эквиваленты горячей и холодной жидкостей.

При прохождении через теплообменный аппарат рабочих жидкостей изменяются температуры горячих и холодных жидкостей. На изменение температур большое влияние оказывают схема движения жидкостей и величины условных эквивалентов. На рис.12.4 представлены температурные графики для аппаратов с прямотоков, а на рис.12.5 для аппаратов с противотоком.

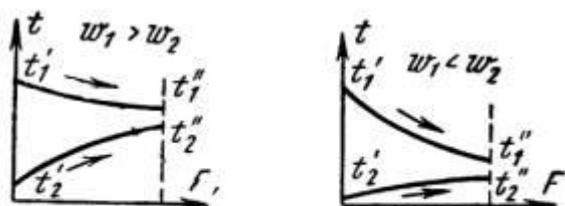


Рис. 12.4.

Как видно из рис.12.4 , при прямотоке конечная температура холодного

теплоносителя всегда ниже конечной температуры горячего теплоносителя. При противотоке (рис.12.5) конечная температура холодной жидкости может быть значительно выше конечной температуры горячей жидкости. Следовательно, в аппаратах с противотоком можно нагреть холодную среду, при одинаковых начальных условиях, до более высокой температуры, чем в аппаратах с прямотоком. Кроме того, как видно из рисунков, наряду с изменениями температур изменяется также и разность температур между рабочими жидкостями, или температурный напор  $\Delta t$ .

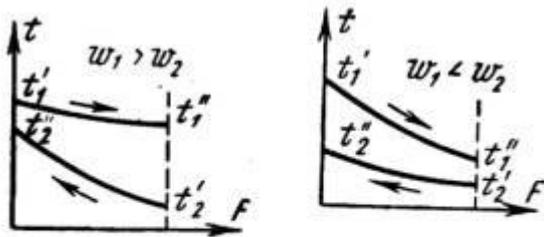


Рис.12.5.

Величины  $\Delta t$  и  $k$  можно принять постоянными только в пределах элементарной поверхности теплообмена  $dF$ . Поэтому уравнение теплопередачи для элемента поверхности теплообмена  $dF$  справедливо лишь в дифференциальной форме:

$$dQ = k \cdot dF \cdot \Delta t \quad (13.18)$$

Тепловой поток, переданный через всю поверхность  $F$  при постоянном среднем коэффициенте теплопередачи  $k$ , определяется интегрированием уравнения (12. ):

$$Q = \int k \cdot dF \cdot \Delta t = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp} \quad (13.19)$$

где  $\Delta t_{cp}$  - средний логарифмический температурный напор по всей поверхности нагрева.

Для случаев, когда коэффициент теплопередачи на отдельных участках поверхности теплообмена значительно изменяется, его усредняют:

$$k_{cp} = (F_1 \cdot k_1 + F_2 \cdot k_2 + \dots + F_n \cdot k_n) / (F_1 + F_2 + \dots + F_n).$$

Тогда при  $k_{cp} = \text{const}$  уравнение (12.9 ) примет вид

$$Q = \int k_{cp} \Delta t \cdot dF = k_{cp} \cdot \Delta t_{cp} \cdot F \quad (13.20)$$

Если температура теплоносителей изменяется по закону прямой линии (рис.12.6, пунктирные линии), то средний температурный напор в аппарате равен разности среднеарифметических величин:

$$\Delta t_{cp} = (t'_1 + t''_1)/2 - (t'_2 + t''_2)/2 \quad (13.21)$$

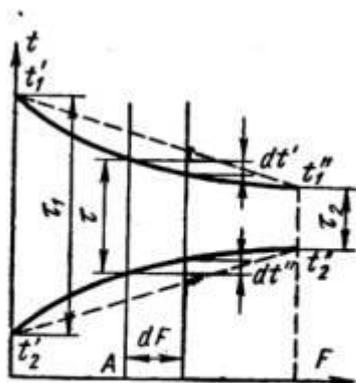


Рис. 12.6.

Однако температуры рабочих жидкостей меняются по криволинейному закону. Поэтому уравнение (13.21) будет только приближенным и может применяться при небольших изменениях температуры обеих жидкостей. При криволинейном изменении температуры величину  $\Delta t_p$  называют среднелогарифмическим температурным напором и определяется по формулам:

для аппаратов с прямотоком

$$\Delta t_{cp} = [(t'_1 - t'_2) - (t''_1 - t''_2)] / \ln[(t'_1 - t'_2)/(t''_1 - t''_2)]. \quad (12.22)$$

для аппаратов с противотоком

$$\Delta t_{cp} = [(t'_1 - t''_2) - (t''_1 - t'_2)] / \ln[(t'_1 - t''_2)/(t''_1 - t'_2)]. \quad (12.23)$$

## Лекция 14. Энергетическое топливо.

### 14.1. Состав топлива

Топливом называется горючее вещество, используемое в качестве источника получения теплоты в энергетических, промышленных и отопительных установках.

В зависимости от типа реакций, в результате которых выделяется теплота из топлива, различают органическое и ядерное топливо.

В настоящее время и по прогнозам до 2030 г. органическое топливо является основным источником энергии (теплоты) для промышленного использования.

Таблица 13.1.

Потребление органического топлива в 1993 г.

Потребитель	Вид топлива		
	Твердое	Жид	Газообразн

		кое	ое
Во всем мире, млрд.т у.т.	3,21	4,29	2,66
Россия, млн.т у.т.	226	232	503

Примечание: у.т. – условного топлива

В органических топливах теплота выделяется в результате химической реакции окисления его горючих частей при участии кислорода, а в ядерных топливах – в результате распада деления ядер тяжелых элементов (урана, плутония и т.д.).

Таблица 13.2.

Классификация органических топлив по агрегатному состоянию.

Топливо	Агрегатное состояние		
	Твердое	Жидкое	Газообразное
Природное	Дрова, торф, бурые и каменные угли, антрацит, горючие сланцы	Нефть	Природный газ
Искусственное	Древесный уголь, полукокс, кокс, угольные и торфяные брикеты	Мазут, керосин, бензин, соляровое масло, газойль, печное топливо	Газы нефтяной, коксовый, генераторный, доменный, газ подземной газификации

Твердые и жидкие топлива состоят из горючих (углерода - С, водорода - Н, летучей серы -  $S_{л} == S_{ор} + S_{к}$ ) и негорючих (азота - N и кислорода - O) элементов и балласта (золы - А, влаги - W).

Элементарный состав твердого и жидкого топлива дается в процентах к массе 1 кг топлива. При этом различают рабочую, сухую, горючую и органическую массу топлива.

Рабочая масса – это масса и состав топливо, в котором поступает к потребителю и подвергается сжиганию.

Состав рабочей, горючей, сухой и органической массы обозначается

соответственно индексами "p", "c", "г" и "о" и выражаются следующими равенствами:

$$C^p + H^p + S_{л}^p + N^p + O^p + A^p + W^p = 100 \% ; \quad (14.1)$$

$$C^c + H^c + S_{л}^c + N^c + O^c + A^c = 100 \% . \quad (14.2)$$

$$C^g + H^g + S_{л}^g + N^g + O^g = 100 \% ; \quad (14.3)$$

$$C^o + H^o + S_{орг}^o + N^o + O^o = 100 \% . \quad (14.4)$$

Органическая масса топлива в отличие от горючей массы содержит только органическую серу и не включает колчеданную:

$$S_{орг}^o = S_{л}^o - S_{к}^o . \quad (14.5)$$

Коэффициенты пересчета состава топлива из одной массы в другую приведены в табл. 14.3.

Т а б л и ц а 13.3

Заданная масса топлива	Коэффициенты пересчета на массу		
	рабочую	горючую	сухую
Рабочая	1	$100/[100 - (A^p + W^p)]$	$100/(100 - W^p)$
Горючая	$[100 - (A^p + W^p)]/100$	1	$(100 - A^c)/100$
Сухая	$(100 - W^p) / 100$	$100 / (100 - A^c)$	1

Для сланцев состава ( $C^p, H^p, S_{л}^p, N^p, O^p, A^p, W^p$ ) пересчет с рабочей массы на горючую осуществляется с помощью коэффициента:

$$K = 100 / [100 - A_{и}^p - W^p - (CO_2)_{к}^p] , \quad (14.6)$$

где  $A_{и}^p$  - истинная зольность рабочей массы, %,  $W^p$  - влажность рабочей массы, %,  $(CO_2)_{к}^p$  - содержание углекислоты карбонатов, %. Истинная зольность рабочей массы определяется по формуле

$$A_{и}^p = A^p - [2,5(S_{а}^p - S_{с}^p) + 0,375S_{к}^p] [(100 - W^p) / 100], \quad (14.7)$$

где  $S_{а}^p$  - содержание серы в лабораторной золе в процентах к массе топлива;  $S_{с}^p$  - содержание сульфатной серы в топливе, % . Величина

$[2,5(S_{а}^p - S_{с}^p) + 0,375S_{к}^p]$  для ленинградских и эстонских сланцев может быть принята равной 2,0, для кашпирских - 4,1.

Пересчет состава (%) рабочей массы топлива при изменении влажности производится по формулам :

$$C^p_2 = C^p_1(100 - W^p_2) / (100 - W^p_1) \quad \square$$

$$H^p_2 = H^p_1(100 - W^p_2) / (100 - W^p_1) \quad \square, \quad (14.8)$$

где  $W^p_1$  - начальная влажность топлива, %,  $W^p_2$  - конечная влажность топлива, %.

Средний состав (%) смеси двух твердых или жидких топлив, заданных массовыми долями, - первого ( $C^p_2, H^p_2 \dots$ ) и второго ( $C^p_1, H^p_1 \dots$ ) - определяется по уравнениям:

$$C^p_{см} = b_1 C^p_1 + (1 - b_1) C^p_2,$$

$H^p_{см} = b_1 H^p_1 + (1 - b_1) H^p_2$ , (14.9). где массовая доля  $b_1$  одного из топлив в смеси находится по формуле:

$$b_1 = V_1 / (V_1 + V_2). \quad (14.10)$$

Здесь  $V_1$  и  $V_2$  - массы топлив, входящих в смесь, кг.

Газообразное топливо представляет собой смесь горючих и негорючих газов. Горючая часть состоит из предельных углеводородов, водорода  $H_2$ , окиси углерода  $CO$ , и сернистого водорода ( $H_2S$ ). В состав негорючих элементов входит азот ( $N_2$ ), углекислый газ ( $CO_2$ ) и кислород ( $O_2$ ). Составы природного и искусственного газообразных топлив различны. Природный газ характеризуется высоким содержанием метана ( $CH_4$ ), а также небольшого количества других углеводородов: этана ( $C_2H_6$ ), пропана ( $C_3H_8$ ), бутана ( $C_4H_{10}$ ), этилена ( $C_2H_4$ ), и пропилена ( $C_3H_6$ ). В искусственных газах содержание горючих составляющих (водорода и окиси углерода) достигает 25-45%, в балласте преобладают азот и углекислота – 55-75%.

Состав газообразного топлива задается в объемных долях и в общем виде можно записать следующим образом:

$$\Sigma C_n H_{2n+2} + \Sigma C_n H_{2n} + H_2 + CO + H_2S + O_2 + N_2 + CO_2 = 100\%, \quad (13.11)$$

где  $\Sigma C_n H_{2n+2}$  – предельные углеводороды;

$\Sigma C_n H_{2n}$  – непредельные углеводороды;

$H_2S$  – сернистый водород.

$CO$  – окись углерода;

$CO_2$  - углекислый газ.

## 14.2. Характеристика топлива

Влажность воздуха. Средняя влажность топлива в рабочем состоянии составляет в %: для торфа 50; сланцев 13-17; каменного угля 5-14 и антрацита

5-8. Бурые угли в зависимости от влажности делят на 3 группы: группа Б1 – более 40% влажности; группа Б2 – 30-40%; группа Б3 – менее 30%.

Зола топлива. В состав золы входят преимущественно соли щелочных и щелочно-земельных металлов, окислы железа, алюминия, а также сульфатная сера. Минеральные остатки, образующиеся после сгорания топлива, имеют вид либо сыпучей массы (зола), либо сплавленных кусков (шлак). При высоких температурах зола размягчается, а затем плавится. Размягченная зола и шлак прилипают к стенкам обмуровки топки, уменьшая сечение газоходов откладываются на поверхностях нагрева, увеличивая тем самым термическое сопротивление в процессе теплопередачи от газов к нагреваемой среде, забивают отверстия для прохода воздуха в колосниковой решетке, обволакивают частицы топлива, затрудняя их сжигание.

Различные виды топлива содержат разное количества золы. Например, в %: древесина – 1; торф – 10; кузнецкий уголь – 10-20; подмосковный бурый уголь – 30; сланцы – 60. Жидкое топливо (мазут) содержит 0,2-1% минеральных примесей.

Летучие вещества. При нагревании твердого топлива до 870-1100 К без доступа окислителя, выделяются парогазообразные вещества, которые называются летучими. Они являются продуктами распада сложных органических веществ, содержащихся в органической массе топлива. В состав летучих веществ входят: азот  $N_2$ , кислород  $O_2$ , водород  $H_2$ , окись углерода  $CO$ , углеводородные газы  $CH_4$ ,  $C_2H_4$  и т.д, а также водяные пары.

Кокс. Твердый остаток, который получается после нагревания топлива (без доступа окислителя) и выхода летучих веществ. В состав кокса входят остаточный углерод и зола. При низких температурах в твердом остатке кроме золы может оказаться часть элементов (C, H, S, N). Тогда твердый остаток называется полукоксом. По своим механическим свойствам кокс может быть порошкообразным, слабоспекшимся и спекшимся.

В зависимости от выхода летучих веществ и характеристики кокса каменные угли разделяются на 10 марок: длиннопламенный - Д, газовый - Г, газовый жирный – ГЖ, жирный – Ж, коксовый жирный = КЖ, коксовый - К, коксовый второй – К<sub>2</sub>, отощенный спекающийся – ОС, слабоспекающийся – СС, тощий – Т.

Теплота сгорания. Одной из основных характеристик любого вида топлива является теплота сгорания, т.е. то количество теплоты, которое может быть получено при полном сгорании единицы массы или объема топлива. Полным сгоранием называется такое, при котором горючие компоненты топлива C, H и S полностью окисляются кислородом. Теплоту сгорания твердого и жидкого топлива относят к 1 кг, а газового – к 1 м<sup>3</sup> при нормальных условиях.

Различают низшую и высшую теплоту сгорания. В высшую теплоту сгорания входит количество теплоты, которое может быть выделено при конденсации водяных паров, находящихся в продуктах сгорания топлива.

При известном элементарном составе твердого и жидкого топлив теплоту их сгорания (кДж/кг) определяют по эмпирическим формулам, предложенной Д.И.Менделеевым:  $Q_{\text{н}}^{\text{п}} = 340C^{\text{п}} + 1035H^{\text{п}} - 109(O^{\text{п}} - S^{\text{п}}_{\text{л}}) - 25W^{\text{п}}$ . (14.12)

$Q_{\text{в}}^{\text{п}} = 340C^{\text{п}} + 1260H^{\text{п}} - 109(O^{\text{п}} - S^{\text{п}}_{\text{л}})$ ; (13.13) Теплота сгорания сухого газа (кДж/м<sup>3</sup>) определяют по объемному составу, %, и известной теплоте сгорания компонентов:  $Q_{\text{н}}^{\text{п}} = 358CH_4 + 640C_2H_6 + 915C_3H_8 + 1190C_4H_{10} +$

$+ 1465 C_5H_{12} + 126,5 CO + 107,5H_2 + 234H_2S$ ; (14.14)

$Q_{\text{н}}^{\text{п}} = 398CH_4 + 700C_2H_6 + 995C_3H_8 + 1285 C_4H_{10} +$

$+ 1575 C_5H_{12} + 126,5 CO + 127,5H_2 + 257H_2S$ ; (14.15)

Если в состав газа входят неизвестные углеводородные компоненты (при условии, что содержание метана известно), то сумму углеводородов условно принимают как содержание этана C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> и теплоту сгорания рассчитывают по формулам, аналогичным уравнениям (14.14) и (14.15).

Для сравнения различных видов топлива по их тепловому эффекту вводят понятие условного топлива, теплота сгорания которого принята равной 29300 кДж/кг.

Отношение  $Q_{\text{н}}^{\text{п}}$  данного топлива к  $Q_{\text{у.т.}}$  условного топлива называется топливным эквивалентом – Э. Тогда для расчета расхода натурального топлива  $V_{\text{н}}$  в условное  $V_{\text{у.т.}}$ , достаточно величину  $V_{\text{н}}$  умножить на эквивалент Э, т.е.:

$$V_{\text{у.т.}} = V_{\text{н}} \cdot \text{Э} = V_{\text{н}} \cdot (Q_{\text{н}}^{\text{п}} / Q_{\text{у.т.}}) \quad (14.16)$$

### 14.3. Моторные топлива для поршневых ДВС

Основными моторными топливами являются бензины и дизельные топлива, получаемые путем переработки нефти. Кроме этого также используют сжатые и сжиженные газы; синтетические топлива, получаемые переработкой угля, сланцев, битумонозных песков; спирты; эфиры.

Автомобильные бензины представляют собой смеси углеводородов, выкипающих в диапазоне температур 35...205°С и вырабатываются следующих марок: по ГОСТу 2084-77 А-76, АИ-93 (А-92), АИ-95, а также неэтилированный АИ-91; экспортные бензины А-80, А-92, А-96, с улучшенными экологическими свойствами – НОРСИ АИ-80, НОРСИ АИ-92, НОРСИ АИ-95. Цифры в марке бензина показывает октановое число (ОЧ), которое характеризует детонационную стойкость бензина. Дизельные топлива вырабатываются в

основном из гидроочищенных фракций прямой перегонки нефти. В России вырабатывают три сорта дизельного топлива:

"л" (летнее) – для эксплуатации при температуре 0°C и выше;

"з" (зимнее) - для эксплуатации при температуре -20°C и выше;

"а" (арктическое) - для эксплуатации при температуре -50°C и выше.

## Лекция 15. Котельные установки

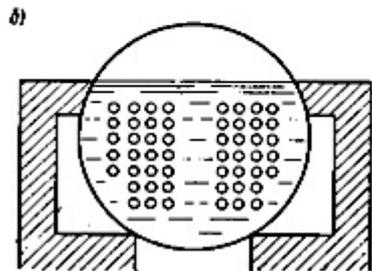
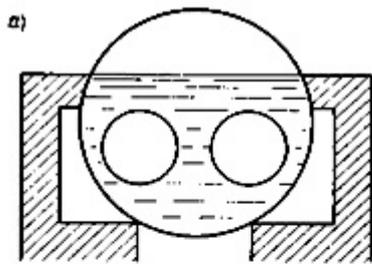
### 15.1. Котельный агрегат и его элементы

В производственных и энергетических котельных по давлению получаемого пара котельные агрегаты разделяются на следующие: низкого давления (0,8-1,6 МПа), среднего (2,4-4 МПа), высокого (10-14МПа) и сверхвысокого давления (25-31МПа). Паровые котельные агрегаты стандартизированы (ГОСТ 3619-76) по параметрам вырабатываемого пара (Р и Т) и мощности.

Котельные агрегаты производительностью 0,01-5,5 кг/с относятся к котлам малой мощности, производительностью до 30 кг/с к котлам средней мощности и более 30 кг/с (до 500-1000 кг/с) – к котлам большой мощности.

Водогрейные котлы унифицированы по теплопроизводительности на восемь типов: 4, 6,5, 10, 20, 30, 50, 100 и 180 Гкал/ч. Котлы теплопроизводительностью ниже 30 Гкал/ч предназначены для работы только в одном режиме (основном). Котлы теплопроизводительностью 30 Гкал/ч и выше допускают возможность работы как в основном, так и в пиковом режимах, т.е. в период максимального теплопотребления при наиболее низких температурах наружного воздуха.

Для котлов теплопроизводительностью до 30 Гкал/ч температура воды на выходе принимается 432 К, а давление воды на входе в котел – 1,6 МПа. Для котлов теплопроизводительностью 30 Гкал/ч и выше максимальная температура воды на выходе принимается 450-470 К, а давление воды на входе – 2,5 МПа. По конструкции паровые котлы можно разделить на два типа – газотрубные и водотрубные. В газотрубных котлах основные поверхности нагрева находятся внутри цилиндрического сосуда большого диаметра в виде так называемых жаровых или дымогарных труб или различных их комбинаций, по которым движутся продукты сгорания топлива. На рис. 14.1 показаны схемы котлов с жаровыми и дымогарными трубами.

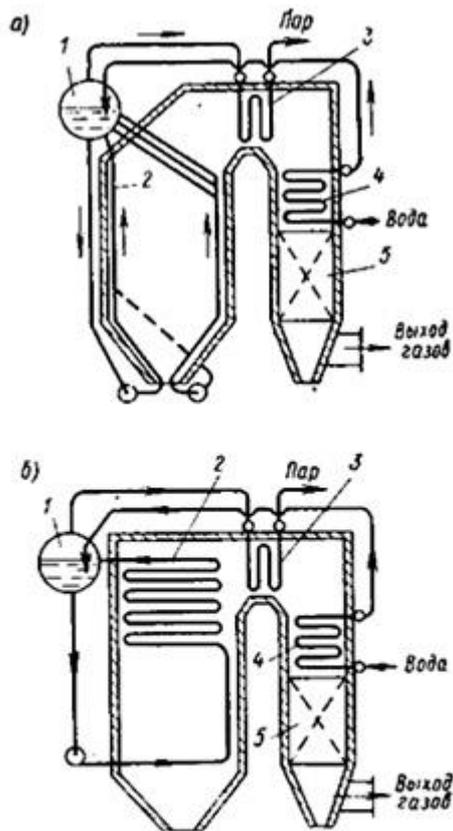


**Рис. 14.1. Схемы котлов**  
 а — с жаровыми трубами; б — с дымогарными трубами

Более совершенными являются водотрубные паровые котлы. Они имеют развитые поверхности нагрева, состоящие из труб, заполненных внутри водой и пароводяной смесью, а снаружи обогреваемых продуктами сгорания топлива. Котлы относятся к горизонтально-водотрубным, если трубы расположены под углом к горизонту не более  $25^\circ$ , и к вертикально-водотрубным, если трубы идут более круто или вертикально. В этих котлах путем изменения числа труб в пучках и числа самых пучков удалось увеличить площадь поверхности нагрева, не увеличивая диаметр их барабанов, что в свою очередь дало возможность получить в этих котлах пар высокого давления.

При работе парового котла очень важно обеспечить надежное охлаждение поверхностей нагрева, в которых происходит парообразование. Для этого необходимо соответствующим образом организовать движение воды и пароводяной смеси в испарительных поверхностях нагрева. По характеру организации движения рабочего тела в испарительных поверхностях котельные агрегаты делятся на три типа:

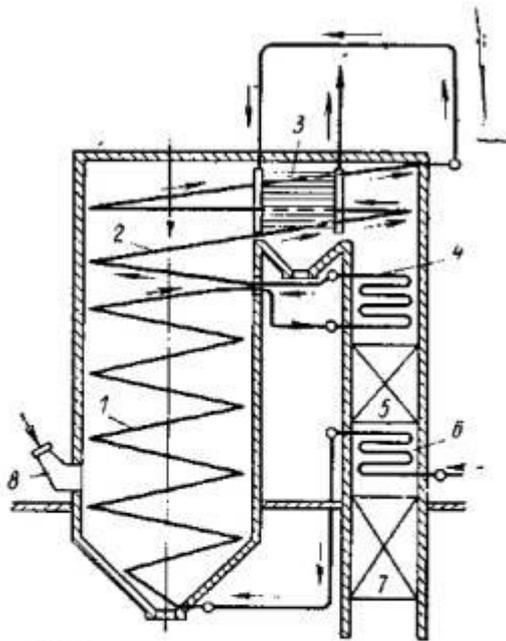
- с естественной циркуляцией (рис 14.2,а);
- с принудительной циркуляцией (рис 14.2,б);
- прямоточные.



**Рис. 14.2. Схемы котлов**

*a* — с естественной циркуляцией; *б* — с принудительной циркуляцией; 1 — барабан; 2 — испарительные поверхности; 3 — пароперегреватель; 4 — экономайзер; 5 — воздухоподогреватель

Принципиальная схема прямоточного котла показана на рис 14.3. Питательная вода подается в конвективный экономайзер 6, где она подогревается за счет тепла газов, и поступает в экранные трубы 2, выполненные в виде параллельно включенных змеевиков, расположенных на стенах топочной камеры. В нижней части змеевиков вода нагревается до температуры насыщения. Парообразование до степени сухости 70-75% происходит в змеевиках среднего уровня расположения. Пароводяная смесь затем поступает в переходную конвективную зону 4, где происходит окончательное испарение воды и частичный перегрев пара. Из переходной зоны пар направляется в радиационный перегреватель 2, затем доводится до заданной температуры в конвективном перегревателе 3 и поступает на турбину. В опускной шахте котлоагрегата расположены первая (по ходу газов) и вторая ступени 5 и 7 воздухоподогревателя.



**Рис. 14.3.** Схема прямого котлоагрегата

1 - нижняя радиационная часть испарительной поверхности нагрева; 2 - радиационный перегреватель; 3 - конвективная часть пароперегревателя; 4 - поверхность нагрева переходной зоны; 5, 7 - первая и вторая ступени воздухоподогревателя; 6 - конвективный экономайзер; 8 - горелка

К основным элементам котельных агрегатов относятся пароперегреватели, экономайзеры и воздухоподогреватели.

**Пароперегреватель** представляет собой змеевиковую поверхность теплообмена, предназначенную для перегрева пара, полученного в испарительной части котельного агрегата. Пар движется внутри трубок, омываемых снаружи дымовыми газами. Пароперегреватель – неотъемлемый элемент энергетических котельных агрегатов. Если для некоторых технологических процессов требуется перегретый пар, то котельные агрегаты малой и средней мощности также снабжают пароперегревателями.

**Водяные экономайзеры** предназначены для подогрева питательной воды до поступления ее в испарительную часть котельного агрегата. Предварительный подогрев воды за счет теплоты дымовых газов существенно увеличивает КПД котельного агрегата.

В зависимости от применяемого материала экономайзеры делятся на чугунные и стальные, по типу поверхности – на ребристые и гладкотрубные, по степени подогрева воды – на не кипящие и кипящие.

**Воздухоподогреватели.** В отличие отводяного экономайзера и пароперегревателя воздухоподогреватель, отнимая теплоту от уходящих дымовых газов и уменьшая таким образом потери ее с этими газами, непосредственно отнятую теплоту не передает рабочему телу (воде или пару). Горячий воздух, направляемый в топку котла, улучшает условия сгорания топлива, уменьшает потери теплоты от химической и механической неполноты сгорания топлива, повышает температуру его горения, интенсифицирует теплообмен, что в итоге повышает КПД установки. В среднем понижение температуры уходящих газов на каждые 20-25 К повышает КПД примерно на 1%.

## **15.2. Вспомогательное оборудование котельной установки**

**Сепарационные устройства.** Влажный насыщенный пар, получаемый в барабане котлоагрегатов низкого и среднего давлений, может уносить с собой капли котловой воды, содержащей растворенные в ней соли. В котлоагрегатах высокого и сверхвысокого давлений загрязнение пара обуславливается еще и дополнительным уносом солей кремниевой кислоты и соединений натрия, которые растворяются в паре.

Примеси, уносимые с паром, откладываются в пароперегревателе, что крайне нежелательно, так как может привести к пережогу труб пароперегревателя. Поэтому пар перед выходом из барабана котла подвергается сепарации, в процессе которой капли котловой воды отделяются и остаются в барабане. Сепарация пара осуществляется в специальных сепарирующих устройствах, в котором создаются условия для естественного или механического разделения воды и пара.

Естественная сепарация происходит вследствие большой разности плотностей воды и пара. Механический инерционный принцип сепарации основан на различии инерционных свойств водяных капель и пара при резком увеличении скорости и одновременном изменении направления или закручивания потока влажного пара.

На рис 14.4 показаны принципиальные схемы сепарирующих устройств.

**Тягодутьевые устройства.** Для нормальной работы котельного агрегата необходимы непрерывная подача воздуха для горения топлива и непрерывное удаление продуктов сгорания.

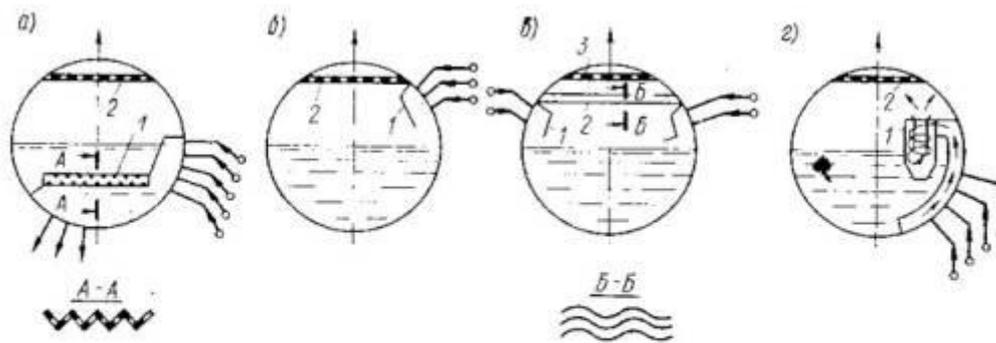


Рис. 14.4. Схемы сепарационных устройств

*а* – погружной дырчатый щит: 1 – дырчатый щит; 2 – пароприемный дырчатый щит; *б* – отбойные и распределительные щиты: 1 – отбойный щит; 2 – пароприемный дырчатый щит; *в* – жалюзийный сепаратор: 1 – отбойный щит; 2 – жалюзийный сепаратор; 3 – пароприемный дырчатый щит; *г* – циклонный сепаратор: 1 – циклон; 2 – пароприемный дырчатый щит

В современных котельных установках широко распространена схема с разрежением по газоходам. К недостаткам этой схемы следует отнести наличие присосов воздуха в газоотходы через неплотности в ограждениях и работу дымососов на запыленных газах. Достоинство такой схемы – отсутствие выбивания и утечек дымовых газов в помещение котельной, так как воздух в топку нагнетает вентилятор, а дымовые газы удаляет дымосос. В последнее время в мощных энергетических котельных установках широко применяется схема с наддувом. Топка и весь газовый тракт находятся под давлением 3-5 кПа. Давление создается мощными вентиляторами; дымосос отсутствует. Основной недостаток этой схемы – трудности, связанные с обеспечением надлежащей герметичности топки и газоходов котельного агрегата.

Для получения тяги необходимо увеличивать высоту трубы или температуру уходящих газов. Однако при использовании любого из этих способов необходимо иметь в виду, что высота трубы ограничена ее стоимостью и прочностью, а температура газов – оптимальным значением КПД котельной установки. Поэтому большинство современных котельных установок оборудуют искусственной тягой, для создания которой применяют дымосос, преодолевающий сопротивление газового тракта. В этом случае высоту трубы выбирают в соответствии с санитарно-техническими требованиями.

Напор воздуха, создаваемый вентилятором, также следует определять на основании аэродинамического расчета воздушного тракта (воздуховодов, воздухоподогревателя, горелочного устройства и т.д.) Максимальный напор вентилятора должен быть на 10% больше ( $\eta_2 = 1,1$ ) потерь напора в воздушном тракте котельного агрегата.

**Основы водоподготовки.** Одной из основных задач безопасной эксплуатации котельных установок является организация рационального водного режима, при котором не образуется накипь на стенках испарительных

поверхностей нагрева, отсутствует их коррозия и обеспечивается высокое качество вырабатываемого пара. Пар, вырабатываемый в котельной установке, возвращается от потребителя в конденсированном состоянии; при этом количество возвращаемого конденсата обычно бывает меньше, чем количество выработанного пара.

Потери конденсата и воды при продувке восполняются за счет добавки воды из какого-либо источника. Эта вода должна быть соответствующим образом подготовлена до поступления в котельный агрегат. Вода, прошедшая предварительную подготовку, называется добавочной, смесь возвращаемого конденсата и добавочной воды – питательной, а вода, которая циркулирует в контуре котла, котловой.

От качества питательной воды зависит нормальная работа котельных агрегатов. Физико-химические свойства воды характеризуют следующие показатели: прозрачность, содержание взвешенных веществ, сухой остаток, содесодержание, окисляемость, жесткость, щелочность, концентрация растворенных газов ( $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_2$ ).

Прозрачность характеризуется наличием взвешенных механических и коллоидных примесей, а содержание взвешенных веществ определяет степень загрязнения воды твердыми нерастворимыми примесями.

**Топливоподача.** Для нормальной и бесперебойной работы котельных установок требуется, чтобы топливо к ним подавалось непрерывно. Процесс подачи топлива складывается из двух основных этапов: 1) подача топлива от места его добычи на склады, расположенные вблизи котельной; 2) подача топлива со складов непосредственно в котельные помещения.

**Очистка дымовых газов и удаление золы и шлака.** При сгорании твердого топлива образуется много золы. При слоевом процессе сжигания основная часть минеральных примесей топлива (60-70%) превращается в шлак и проваливается через колосниковые решетки в зольник. В пылеугольных топках большая часть (75-85%) золы уносится из котлоагрегатов с дымовыми газами.

В настоящее время в котельных применяют следующие типы золоуловителей: 1) инерционные механические; 2) мокрые; 3) электрофильтры; 4) комбинированные.

Инерционные (механические) золоуловители работают по принципу выделения золых частиц из газового потока под влиянием сил инерции.

В настоящее время широко применяются золоулавители мокрого типа. На рис.14.5 показана схема мокрого золоулавителя (скруббера) с нижним тангенциальным подводом запыленного газа.

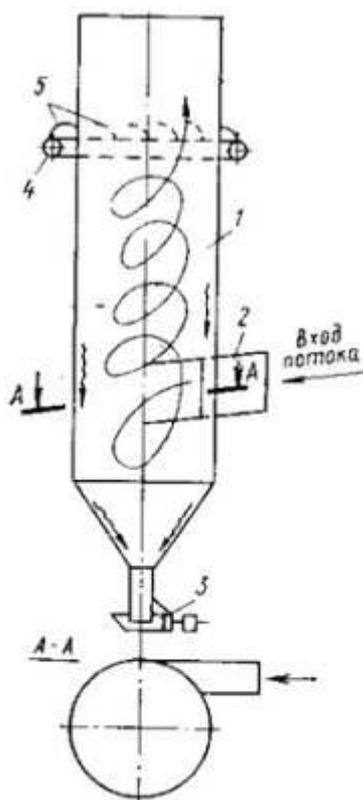


Рис.14.5. Схема центробежного скруббера конструкции ВТИ  
 1-корпус; 2-входной патрубок;  
 3-клапан; 4-коллектор подвода воды; 5-оросительные сопла.

Принцип действия электрофильтров заключается в том, что запыленные газы проходят через электрическое поле, образуемое между стальным цилиндром (положительный полюс) и проволокой, проходящей по оси цилиндра (отрицательный полюс). Основная масса частиц золы получает отрицательный заряд и притягивается к стенкам цилиндра, незначительная часть частиц золы получает положительный заряд и притягивается к проволоке. При периодическом встряхивании электрофильтра электроды освобождаются от золы. Электрофильтры применяют в котельных с расходом дымовых газов более  $70000 \text{ м}^3/\text{ч}$ , отнесенных к нормальным условиям.

Комбинированные золоуловители являются двухступенчатыми, при этом работа каждой ступени основана на различных принципах. Чаще всего комбинированный золоуловитель состоит из батарейного циклона (первая ступень) и электрофильтра (вторая ступень).

Процесс золошлакоудаления можно разделить на две основные операции: очистка шлаковых и зольных бункеров и транспортировка золы и шлака на золоотвалы или шлакобетонных изделий.

### 15.3. Тепловой баланс котельного агрегата

Тепловой баланс котельного агрегата устанавливает равенство между поступающим в агрегат количеством теплоты и его расходом. На основании теплового баланса определяют расход топлива и вычисляют коэффициент полезного действия, эффективность работы котельного агрегата.

В котельном агрегате химически связанная энергия топлива в процессе горения преобразуется в физическую теплоту горючих продуктов сгорания. Эта теплота расходуется на выработку и перегрев пара или нагревания воды. Вследствие неизбежных потерь при передаче теплоты и преобразования энергии вырабатываемый продукт (пар, вода и т.д.) воспринимает только часть теплоты. Другую часть составляют потери, которые зависят от эффективности организации процессов преобразования энергии (сжигания топлива) и передачи теплоты вырабатываемому продукту.

Уравнение теплового баланса для установившегося теплового состояния агрегата записывают в следующем виде:

$$Q_p^p = Q_1 + Q_{\text{п}}$$

или

$$Q_p^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 \quad (14.1)$$

где  $Q_p^p$  – теплота, которой располагают;  
 $Q_1$  – использованная теплота;  $Q_{\text{п}}$  – общие потери;  $Q_2$  – потери теплоты с уходящими газами;  $Q_3$  – потери теплоты от химического недожога;  $Q_4$  – потери теплоты от механической неполноты сгорания;  $Q_5$  – потери теплоты в окружающую среду;  $Q_6$  – потери теплоты с физической теплотой шлаков.

Левая приходная часть уравнения теплового баланса (14.1) является суммой следующих величин:  $Q_p^p = Q_{\text{н}}^p + Q_{\text{в.вн}} + Q_{\text{пар}} + Q_{\text{физ.т.}}$  (15.2)

где  $Q_{\text{в.вн}}$  – теплота, вносимая в котлоагрегат с воздухом на 1 кг топлива; эта теплота учитывается тогда, когда воздух нагревается вне котельного агрегата (например, в паровых или электрических калориферах, устанавливаемых до воздухоподогревателя); если воздух нагревается только в воздухонагревателе, то, теплота не учитывается, так как она возвращается в топку агрегата;  $Q_{\text{пар}}$  – теплота, вносимая в топку с дутьевым (форсуночным) паром на 1 кг топлива;  $Q_{\text{физ.т.}}$  – физическая теплота 1 кг или 1 м<sup>3</sup> топлива.

Теплоту, вносимую с воздухом, рассчитывают по равенству:

$$Q_{\text{в.вн}} = \beta' V^0 c_p (T_{\text{г.вз}} - T_{\text{х.вз}}), \quad (15.3)$$

где  $\beta'$  – отношение количества воздуха на входе в воздухоподогреватель к теоретически необходимому;  $c_p' = 1,33$  кДж/(м<sup>3</sup>·К), при температуре воздуха до 600К;  $T_{\text{г.вз}}$ ,  $T_{\text{х.вз}}$  – температуры горячего и холодного воздуха, обычно

$$T_{\text{х.вз}} = 300\text{К}.$$

Теплоту, вносимую с паром для распыления мазута (форсуночный пар), находят по формуле:

$$Q_{\text{пар}} = W_{\text{ф}} (i_{\text{ф}} - r) , . (15.4)$$

где  $W_{\text{ф}}$  – расход форсуночного пара, равный 0,3-0,4 кг/кг;  $i_{\text{ф}}$  – энтальпия форсуночного пара, кДж/кг;  $r$  – теплота парообразования, кДж/кг.

Физическая теплота 1 кг топлива:

$$Q_{\text{физ.т.}} = c_{\text{т}} (T_{\text{т}} - 273) , . (15.5)$$

где  $c_{\text{т}}$  – теплоемкость топлива, кДж/(кг· К);  $T_{\text{т}}$  – температура топлива. Если предварительный подогрев воздуха и топлива отсутствует и пар для распыления топлива не используется, то  $Q_{\text{р}}^{\text{р}} = Q_{\text{н}}^{\text{р}}$ .

## Лекция 16. Топочные устройства

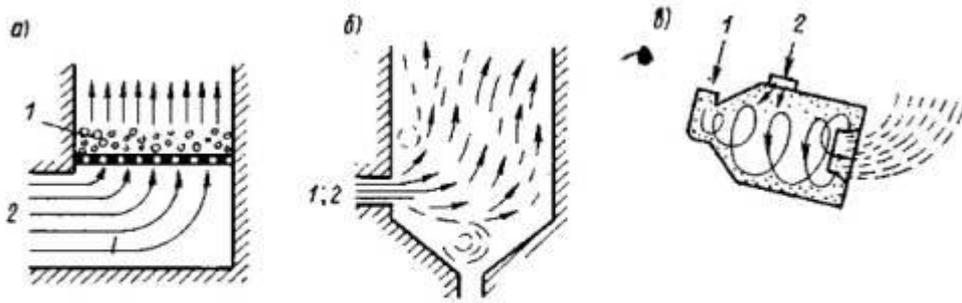
### 16.1. Топочные устройства

**Топка** – один из основных элементов котельного агрегата. В ней происходит процесс горения, при котором химическая энергия топлива преобразуется в тепловую энергию продуктов сгорания, передаваемую далее жидкости и пару, находящимся в котле.

Существующие топочные устройства можно разделить на слоевые и камерные.

**Слоевые топки** предназначены для сжигания твердого топлива в слое на колосниковой решетке. В **камерных топках** сжигается твердое топливо во взвешенном состоянии в виде пыли и дробленых частиц, а также жидкое, распыляемое с помощью форсунок, и газообразное. Камерные топки подразделяются на факельные и вихревые.

На рис.15.1 показаны схемы слоевого, факельного и вихревого способов сжигания топлива. При слоевом способе сжигания необходимый для горения воздух попадает к слою топлива через колосниковую решетку.



**Рис. 15.1. Схемы способов сжигания твердого топлива**  
 а — слоевой; б — факельный; в — вихревой; 1 — топливо; 2 — воздух

При факельном способе сжигания твердое топливо предварительно размалывается в мельницах и пыль вместе с воздухом (аэросмесь) попадает в топку. Время пребывания газа и пыли в объеме топки незначительно (1,5-2 с).

Циклонный способ сжигания основан на использовании закрученных топливовоздушных потоков. Транспорт топлива осуществляется воздухом. Топливные частицы циркулируют по определенным траекториям в течение времени, необходимого для завершения их сгорания. Под действием центробежных сил частицы движутся в виде уплотненного пристенного слоя, интенсивно перемешиваясь с воздухом. Время пребывания частиц в циклонной камере выбирается достаточным для выгорания грубой пыли (размер частиц – 200 мкм) или дробленого топлива (размер частиц до 5 мм).

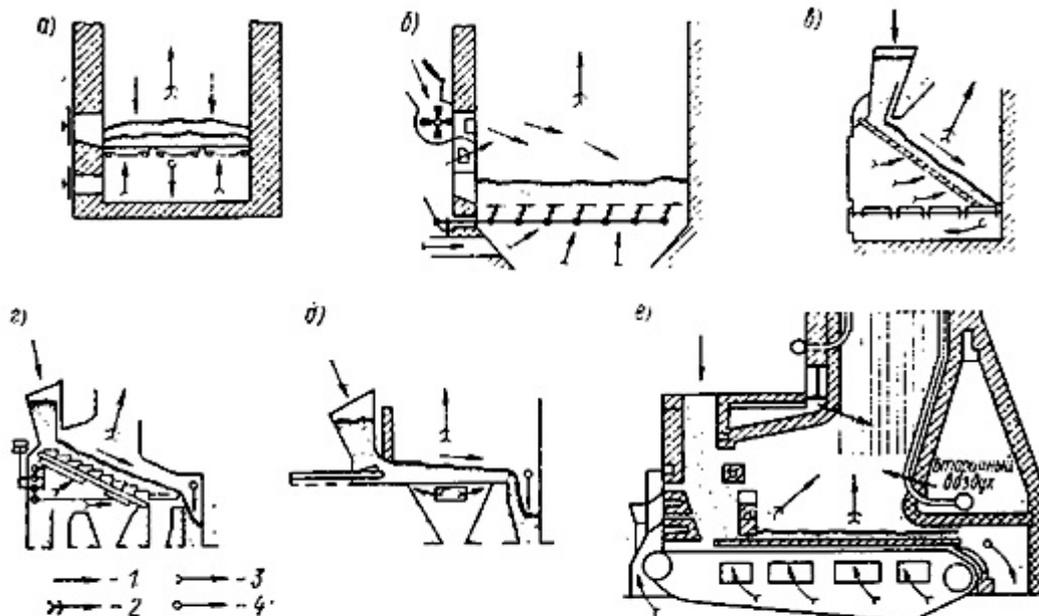
**Слоевые топки.** По способу механизации операций обслуживания (подача топлива, шировка слоя, удаление золы и шлака) слоевые топки делятся на ручные (**немеханизированные**), **полумеханические** и **механические**. В полумеханических топках механизирована часть операций. В механических топках механизированы все операции.

Классификации наиболее типичных и относительно широко распространенных топочных устройств со слоевым сжиганием топлива

показана

на

рис.15.2.



**Рис. 15.2. Схемы слоевых топков**

1 -- топливо; 2 -- воздух; 3 -- продукты сгорания; 4 -- очаговые остатки

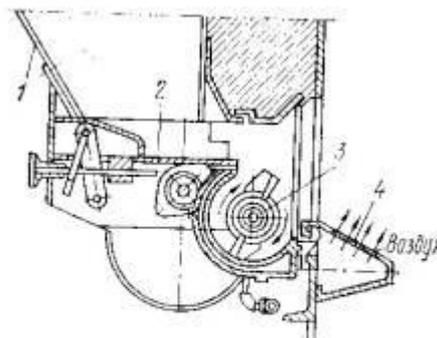
В зависимости от способа организации процесса сжигания топлива слоевые топки можно разделить на три группы:

1) с неподвижной колосниковой решеткой и неподвижным слоем топлива (рис.15.2,а, б);

2) с неподвижной колосниковой решеткой и перемещением топлива по решетке (рис.15.2 в, г, д);

3) с подвижной колосниковой решеткой и движущимся вместе с ней слоем топлива (рис.15.2 е).

В показанную на рис.15.2,а топку топливо загружают вручную и вручную удаляют очаговые остатки через зольник. Из-за большой затраты физического труда топки этого типа используют только для котлов малой паропроизводительности (до 0,5 кг/с). На рис.15.2,б показана полумеханическая топка с пневмомеханическим забрасывателем (ПМЗ) (рис.15.3) и ручными



**Рис. 15.3. Пневмомеханический забрасыватель топлива**

1 — бункер; 2 — питатель; 3 — роторный метатель; 4 — сопловая решетка

поворачивающимися колосниками (РПК).

Топливо забрасывается питателем ПМЗ и равномерно распределяется по решетке, Удаляют очаговые остатки путем их сбрасывания в зольный бункер при повороте колосников около своей оси от ручного привода. В топке, показанной на рис. 15.2, в, загрузка осуществляется под воздействием собственного веса топлива. Топки с наклонной решеткой (с углом 40-50, что соответствует углу естественного откоса сжигаемого топлива) используют обычно для сжигания древесных отходов и кускового торфа. Возвратно-поступательное движение колосников на наклонно-переталкивающей решетке (рис. 15.2,г) дает возможность осуществить непрерывную шуровку слоя топлива, В таких топках возможно сжигание горючих сланцев, бурых углей с большой зольностью и повышенной влажностью и каменных углей с большим выходом летучих веществ.

Топки с шурующей планкой (рис. 15.2,д) предназначены для сжигания многозольных бурых и неспекающихся каменных углей. Шурующая планка выполняется в виде трехгранной призмы из литого чугуна или стали. Угол наклона передней плоскости к горизонтальной плоскости составляет 35, а задней – 15. При движении вперед (к задней стенке топки) топливо подрезается задней гранью и осуществляется шуровка горящего слоя топлива.

**Камерные топки для сжигания твердого** топлива используют в котельных агрегатах средней (10-42 кг/с) и большой (42 кг/с) производительности.

Основные преимущества камерных топок заключаются в следующем:

- 1) возможность экономичного использования практически всех сортов угля, в том числе и низкокачественных, которые трудно сжигать в слое;
- 2) хорошее перемешивание топлива с воздухом, что позволяет работать с небольшим избытком воздуха ( $\alpha=1,2-1,25$ );
- 3) возможность повышения единичной мощности котельного агрегата;
- 4) относительная простота регулирования режима работы и, следовательно, возможность полной автоматизации топочного процесса.

## **16.2. Сжигание топлива**

Сжигание твердого топлива в факеле. Большое значение для работы пылеугольных топок имеет конструкция применяемых горелок. Горелки должны обеспечивать хорошее перемешивание топлива с воздухом, надежное зажигание аэросмеси, максимальное заполнение факелом топочной камеры и легко поддаваться регулированию по производительности в заданных пределах.

**Сжигание мазута и газов в топках.** Жидкое топливо, сжигаемое в топках, подвергается предварительному распылению с помощью форсунки, являющейся элементом горелки. Пол горелкой в общем случае понимается

агрегат, включающий помимо форсунки воздухонаправляющий аппарат, запальное устройство и механизм управления.

Качественное сжигание жидкого топлива обуславливается тонкостью его распыления. Для этой цели используют форсунки, которые, кроме того, обеспечивают необходимый диапазон регулирования расхода топлива и устойчивое зажигание смеси.

В зависимости от способа распыления топлива форсунки подразделяются на четыре класса: механические, паровые, воздушные (пневматические) и комбинированные. На рис.15.4 показаны принципиальные схемы применяемых форсунок.

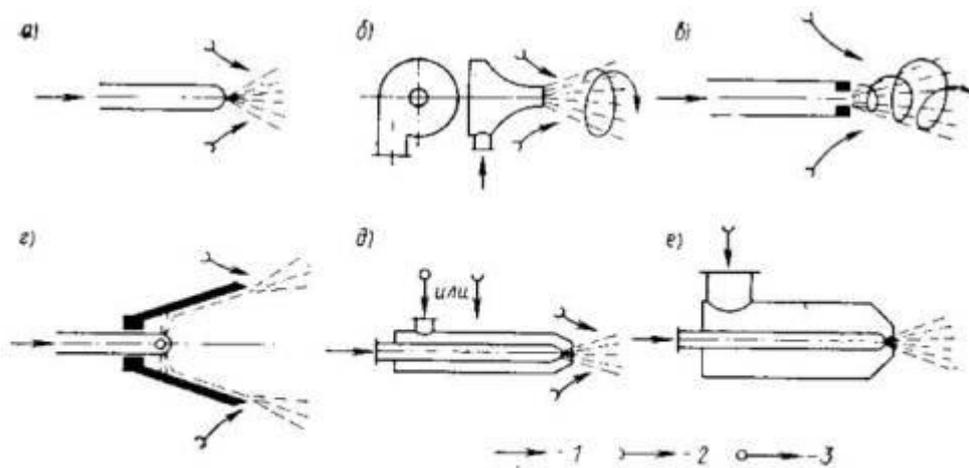


Рис. 15.4. Принципиальные схемы мазутных форсунок  
1 — топливо; 2 — воздух; 3 — пар

Форсунки с механическим распылением разделяют на прямоструйные, центробежные и ротационные. В прямоструйных форсунках (Рис.15.4,а) дробление струи топлива на мельчайшие капли происходит при его продавливании под значительным давлением (1-2 Мпа) через сопло малого диаметра.

В центробежных форсунках (Рис.15.4,б,в) топливо распыляется под действием центробежных сил, возникающих при закручивании топливного потока.

В ротационных форсунках (Рис.15.4,г) топливо подается внутрь быстро вращающегося распыливающегося стакана, где оно растекается под действием центробежных сил, образуя тонкую пленку. На выходной кромке стакана тонкая пленка подхватывается подводимым первичным воздухом.

Паровые и пневматические форсунки можно объединить в один класс — форсунки с распыливающей средой. В паровых форсунках (Рис.15.4,д) в

качестве такой среды используют водяной пар с давлением 0,4-1,6 Мпа., а в пневматических форсунках (Рис.15.4,е) используют воздух низкого (0,002-0,008 Мпа) и высокого (0,2-1 Мпа и выше) давления.

Газовые горелки бывают:

кинетические - полного предварительного смешения (газ с воздухом смешивается до выхода из горелки);

диффузионно-кинетические – частичного предварительного смешения;

диффузионные – внешнего смешения.

По способу подачи воздуха горелки делятся на инжекционные и дутьевые (принудительной подачей воздуха).

На рис.15.5 показаны основные принципиальные схемы газовых горелок.

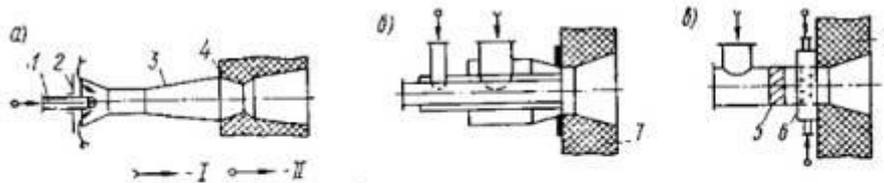


Рис. 15.5. Схемы горелок для сжигания газа

1 – газовое сопло; 2 – регулирующая воздушная заслонка; 3 – смеситель; 4 – керамическая пазадка; 5 – лопаточный завихритель; 6 – газовый коллектор; 7 – обмуровка топki; I – воздух; II – газ.

### 16.3. Теплотехнические показатели работы топок

Важнейшая теплотехническая характеристика топочных устройств, основываясь на которой решают вопросы их конструкции и оценивают интенсивность работы, - тепловое напряжение объема топочного пространства. Оно выражается отношением  $Q/V_T$  и представляет собой количество теплоты, выделившейся при сжигании определенного количества топлива в единицу времени  $V$  и приходящейся на 1 куб.м объема топочного пространства, т.е.:  $q_{\square} = Q/V_T = Q_{\text{н}}^p V/V_T$ . (15.1) Единицей измерения  $q$  для является  $\text{Вт/м}^3$ .

Если значение  $q$  будет превышать определенную числовую величину, установленную практически, то за время нахождения в топке топливо не сгорит полностью. Опыт эксплуатации котельных агрегатов показал, что для различных видов топлива, способов сжигания и конструкций топок допустимое значение  $q_{\square}$  изменяется в широких пределах. Например, для слоевых топок с неподвижной решеткой и ручным забросом топлива  $q_{\square} = 290 - 350 \text{ кВт/м}^3$ , у слоевых механизированных топок  $q_{\text{х}} = 290 - 465 \text{ кВт/м}^3$ , для камерных топок при сжигании угольной пыли  $q_{\square} = 145 - 230 \text{ кВт/м}^3$ , а при сжигании в них газа или мазута  $q_{\text{х}} = 230 - 460 \text{ кВт/м}^3$ .

В слоевых топках, в которых часть топлива сгорает в слое, а другая часть в топочном пространстве, применяют еще одну характеристику интенсивности

тепловой работы топки, называемую тепловым напряжением зеркала горения и имеющую вид:  $q_R = Q/R = Q_H^p/R$ . (15.2)

Единицей измерения для  $q_R$  является  $Вт/м^2$ ;  $V$  – кг/с;  $Q_H^p$  – Дж/кг и для  $R$   $м^3$ . Эта характеристика представляет собой количество теплоты, выделившейся при сжигании определенного количества топлива в единицу времени и приходящейся на  $1 м^2$  площади поверхности зеркала горения. Установлено, что чем больше  $q_R$ , тем больше потеря теплоты от механического недожога вследствие уноса из пределов топки мелких, не успевших сгореть частиц топлива. Значения теплового напряжения зеркала золы, конструкции топки и т.д. и изменяются в широких пределах – от 350 до 1100  $кВ/м^2$ . Очевидно, что чем больше значение  $q_u$  и  $q_R$  для заданных размеров топки и одного и того же вида топлива, тем интенсивней (форсированней) протекает работа топки, т.е. больше сжигается топлива в единицу времени и больше вырабатывается теплоты. Однако форсировать топку можно лишь до определенного предела, ибо в противном случае возрастают потери от химической и механической неполноты сгорания и снижается КПД.

## Лекция 17. Компрессорные установки

### 17.1. Объемный компрессор

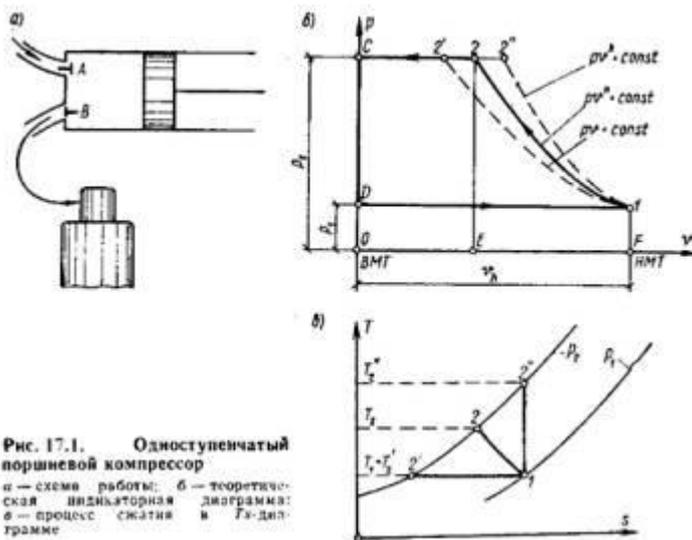
Сжатый воздух получается с помощью различного типа компрессоров. Компрессоры низкого давления называют вентиляторами и применяют для перемещения и подачи воздуха в калориферы сушильных установок, воздухоподогреватели, топки, а также для преодоления сопротивления движению газов, чтобы обеспечить тягодутьевой режим в различных установках.

По принципу устройства и работы компрессоры делятся на две группы – объемные и лопаточные. Объемные компрессоры подразделяются на поршневые и ротационные, а лопаточные – на центробежные и осевые (аксиальные). Несмотря на конструктивные различия термодинамические принципы их работы аналогичны между собой.

Объемный компрессор – это компрессор статического сжатия, которое происходит в нем вследствие уменьшения объема, где заключен газ.

**Одноступенчатый поршневой компрессор.** На рис.17.1,а показана принципиальная схема одноступенчатого поршневого компрессора. Коленчатый вал компрессора приводится во вращение от электродвигателя или от поршневого двигателя внутреннего сгорания. При движении поршня от ВМТ к НМТ в цилиндр с охлаждаемой рубашкой через автоматически

открывающийся клапан А из окружающей среды всасывается газ. Нагнетательный клапан В закрыт под действием давления газов в резервуаре, которое больше атмосферного. При обратном движении поршня от НМТ к ВМТ газ начинает сжиматься, давление его увеличивается, и всасывающий клапан закрывается. Процесс сжатия продолжается до тех пор, пока давление в цилиндре не станет равным (практически несколько больше) давлению в резервуаре. Тогда клапан В открывается, и начинается процесс нагнетания сжатого газа в резервуар до тех пор, пока поршень не придет в ВМТ.



Рассмотрим рабочий процесс в  $pV$  - координатах для идеального одноступенчатого компрессора (идеального в том смысле, что в нем не учитываются потери на трение, а утечки газа и объем вредного пространства (объем между крышкой цилиндра и днищем поршня при его положении его в ВМТ) принимаются равными нулю, т. е. на рис.17.1,б положение ВМТ будет совпадать с осью ординат). Обозначим:  $V_h$  - рабочий (полезный) объем цилиндра;  $P_1$  — давление окружающей среды;  $P_2$  - давление газа в резервуаре; процессы: D - 1 - всасывание; 1-2 - сжатие; 2-С - нагнетание.

С началом нового хода поршня снова открывается всасывающий клапан, давление в цилиндре падает от  $P_2$  до  $P_1$  теоретически мгновенно, т. е. по вертикали С-D, и рабочий процесс повторяется, завершаясь, таким образом, за два последовательных хода поршня. Следовательно, компрессор представляет собой двухтактную машину. Площадь теоретической индикаторной диаграммы D-1-2-С, которая графически изображает круговой процесс, измеряет работу, расходуемую компрессором за один оборот его вала. Нужно иметь в виду условность названия кругового процесса (цикла) компрессора, так как всасывание и нагнетание не являются термодинамическими процессами, поскольку они происходят при переменном количестве газа. В этом состоит

отличие индикаторной диаграммы от рх-диаграммы, которая строится для постоянного количества рабочего тела. В индикаторной диаграмме D-1-2-С сжатие газа 1-2 - термодинамический процесс, ибо в нем участвует постоянное количество газа. Очевидно, что при одном и том же конечном давлении  $P_2$  конечный объем  $x_2$  будет различен в зависимости от характера кривой процесса сжатия 1-2, а значит, будет различна и работа, затрачиваемая на привод компрессора.

Как следует из рис. 17.1б, наиболее выгодным процессом сжатия по затрате работ извне для привода компрессора является изотермический процесс 1-2'. В этом случае соблюдаются также идеальные условия для сохранения качества смазочных масел (вязкость, температура вспышки и др.). Однако изотермическое сжатие газа в компрессоре практически неосуществимо, и кривая сжатия обычно располагается между изотермой и адиабатой и может быть принята за политропу с показателем  $n = 1,2—1,25$ . Чем интенсивнее будет охлаждение газа при сжатии (чаще всего водой, проходящей через рубашку компрессора), тем больше будет политропа сжатия 1-2 отклоняться от адиабаты 1-2" в сторону изотермы 1-2'. С уменьшением теплообмена показатель  $n$  увеличивается. Очевидно также, что с увеличением  $n$  при одном и том же отношении  $P_2/P_1$  конечная температура сжатого газа  $T_2$  будет возрастать по закону:  $T_1^n P_1^{1-n} = T_2^n P_2^{1-n}$

$$\text{или } T_2 = T_1(P_2/P_1)^{(n-1)/n} . (17.1)$$

Например, при  $P_1 = 0,1$  МПа,  $t_1 = 16^\circ\text{C}$  и конечной температуре  $t_2 = 160^\circ\text{C}$  при адиабатном сжатии давление воздуха можно увеличить в 4 раза, а при политропном ( $n = 1,2$ ) в 10 раз. То есть конечная температура сжатия  $T_2$  зависит от характера процесса сжатия. Наиболее невыгодным процессом является адиабатное сжатие. Абсолютное значение работы, затрачиваемой на сжатие 1 кг газа в одноступенчатом идеальном компрессоре ( $A_0$ ) может быть подсчитано так:

$$A_0 = A_{\text{сж}} + A_{\text{нагн}} - A_{\text{всас}} = \int Pdv + P_2 v_2 - P_1 v_1 . (17.2)$$

По смыслу работы  $A_0$ ,  $A_{\text{сж}}$ ,  $A_{\text{нагн}}$  являются отрицательными, а работа процесса всасывания  $A_{\text{всас}}$  - положительной, так как на ее совершение энергия не затрачивается (трение отсутствует), и сопротивление воздуха, находящегося справа под поршнем при ходе всасывания, не учитывается, ибо не принимается также во внимание положительная работа этого воздуха при сжатии и нагнетании. В зависимости от характера процесса сжатия  $\int Pdv$  имеет значения: для изотермического процесса:

$$A^T = P_1 v_1 \ln(P_1/P_2);$$

для адиабатного процесса:

$$A^{ад} = 1/(\beta - 1)(P_1 v_1 - P_2 v_2);$$

для политропного процесса:

$$A^{пол} = 1/(n - 1)(P_1 v_1 - P_2 v_2).$$

Чтобы не иметь дело с отрицательными величинами при подсчете работы сжатия, их умножают на -1. Это дает:

$$A^T = P_1 v_1 \ln(P_2/P_1); A^{ад} = 1/(\beta - 1)(P_2 v_2 - P_1 v_1);$$

$$A^{пол} = 1/(n - 1)(P_2 v_2 - P_1 v_1).$$

Тогда теоретическая работа компрессора затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, при изотермическом процессе сжатия выразится равенством:

$$A^T_0 = P_1 v_1 \ln(P_2/P_1); (17.3)$$

при адиабатическом процессе сжатия:

$$A^{ад}_0 = \beta/(\beta - 1)P_1 v_1 [(P_2/P_1)^{(\beta - 1)/\beta} - 1]; (17.4)$$

при политропном процессе сжатия:

$$A^{пол}_0 = n/(n - 1)P_1 v_1 [(P_2/P_1)^{(n - 1)/n} - 1]; (17.5)$$

При уменьшении производительности компрессора с увеличением давления сжатого воздуха и ухудшении при этом условий смазки из-за повышения температуры  $T_2$  одноступенчатый компрессор становится непригодным для получения сжатого газа высокого давления. Обычно одноступенчатые компрессоры применяют для получения сжатого газа давлением не выше 0,8—1 МПа. При необходимости иметь сжатый газ более высокого давления используют многоступенчатые компрессоры.

**Многоступенчатый поршневой компрессор.** В многоступенчатых компрессорах сжатие газов осуществляется последовательно в нескольких цилиндрах (до семи) с промежуточным охлаждением после каждого цилиндра в специальных холодильниках. При таком принципе работы сжатие газа в каждом цилиндре возможно при допустимом температурном режиме, обеспечивающем благоприятные условия смазки. В промежуточных

холодильниках после каждого цилиндра газ охлаждают при постоянном давлении, равном давлению конечного сжатия в соответствующей ступени.

Рассмотрим в качестве примера работу трехступенчатого поршневого компрессора, схема которого приведена на рис.17.2, а рабочий процесс в  $p$ - $v$ - и  $T$ - $s$ - координатах (для идеального компрессора) — на рис.17.3.

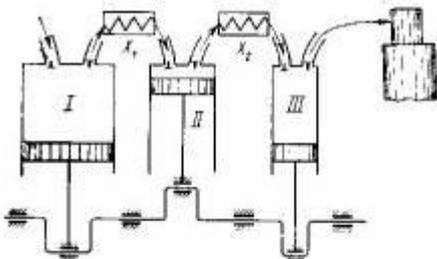


Рис.17.2. Принципиальная схема трехступенчатого поршневого компрессора

*I, II, III* — ступени компрессора;  $x_1, x_2$  — промежуточные холодильники

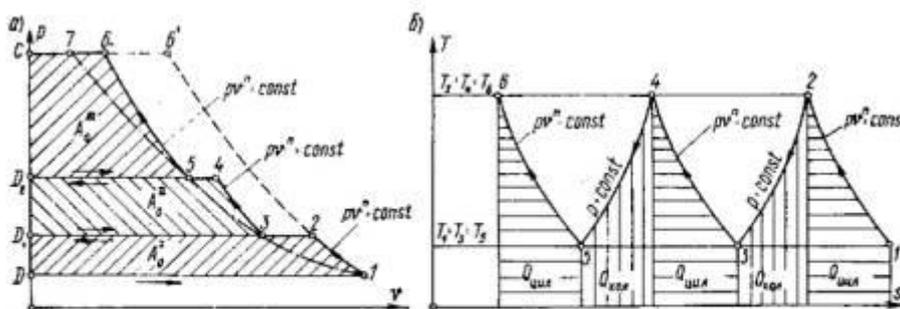


Рис. 17.3. Теоретическая индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора (а) и процесс сжатия в  $T$ - $s$ -диаграмме (б)

Газ всасывается в цилиндр низкого давления (процесс D-1 на рис.17.3), сжимается по политропе 1-2 до давления  $P_2$  и нагнетается в промежуточный холодильник  $x_1$ , где при постоянном давлении  $P_2$  охлаждается вследствие отдачи теплоты воде, омывающей змеевик. Из промежуточного холодильника сжатый газ при том же давлении  $P_2$  всасывается во вторую ступень. Конечный объем всасывания  $V_3 < V_2$ ; так как  $P_2 = \text{Const}$ , а  $T_3 < T_2$ . Во второй ступени газ сжимается по политропе до давления  $P_4$  (процесс 3-4), нагнетается при этом давлении во второй промежуточный холодильник  $x_2$  и оттуда поступает в третью ступень, где и сжимается до конечного заданного давления  $P_6$  (процесс 5-6) и нагнетается в резервуар.

Работу многоступенчатого компрессора стремятся организовать так, чтобы обеспечивались следующие три условия:

1) полное охлаждение газа во всех холодильниках, т.е. температуру газа доводят до начальной температуры  $T_1$ , которую он имел при входе в первую ступень ( $T_1 = T_3 = T_5$ );

- 2) одинаковая конечная температура сжатия газа во всех ступенях, обеспечивающая во всех цилиндрах надежные условия смазки ( $T_2 = T_4 = T_6$ );
- 3) одинаковые показатели политроп сжатия во всех цилиндрах, т.е.

$$n^I = n^{II} = n^{III} = n.$$

При выполнении этих условий перепады давлений (отношение конечного давления к начальному) во всех ступенях одинаковы, т.е.  $P_2/P_1 = P_4/P_3 = P_6/P_5$ .

Для определения общей работы, затрачиваемой на привод многоступенчатого компрессора, необходимо просуммировать работы, затрачиваемые на сжатие газа по отдельным ступеням. Нетрудно показать, что при выполнении трех указанных условий  $A^I_0$ ,  $A^{II}_0$ ,  $A^{III}_0$  будут одинаковы.

В соответствии с формулой (17.5) имеем:

$$A^I_0 = n/(n-1)P_1 v_1 [(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_1 [(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.6)$$

$$A^{II}_0 = n/(n-1)P_3 v_3 [(P_4/P_3)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_3 [(P_4/P_3)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.7)$$

$$A^{III}_0 = n/(n-1)P_5 v_5 [(P_6/P_5)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_5 [(P_6/P_5)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.8)$$

Так как правые части уравнений равны, то  $A^I_0 = A^{II}_0 = A^{III}_0$ . Тогда теоретическая работа  $m$  ступенчатого компрессора, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, будет определяться произведением  $m \cdot A_0$ .

Теоретическая мощность  $N_0$  (Вт), затрачиваемая на привод компрессора, может быть определена по равенству:

$$N_0 = M \cdot m \cdot A_0, \quad (17.9)$$

где:  $M$  – производительность компрессора, кг/с;  $A_0$  – теоретическая работа на сжатие 1 кг газа в одной ступени, Дж/кг;  $m$  – число ступеней компрессора.

Для определения действительной (эффективной) мощности  $N_e$ , необходимой для привода компрессора, нужно знать потери работы на преодоление сопротивлений клапанов и трубопроводов и на трение в соприкасающихся частях компрессора, которые учитываются механическим КПД:

$$N_e = N_0 / \eta_m = M \cdot m \cdot A_0 / \eta_m. \quad (17.10)$$

Для поршневого компрессора  $\eta_m = 0,8—0,9$ .

## 17.2. Лопаточный компрессор

В отличие от объемного лопаточный компрессор - это компрессор динамического сжатия. Они бывают двух видов: центробежные и осевые (аксиальные).

**Центробежный многоступенчатый компрессор** (нагнетатель) рассчитан на подачу газов давлением до 0,8 - 1 МПа. Принцип его работы (рис. 17.4) следующий. Рабочее колесо 1 с радиально направленными каналами укреплено на валу 2 и вращается с помощью двигателя в корпусе 3. Воздух или газ,

поступающий в каналы рабочего колеса, отбрасывается центробежной силой к периферии и попадает в лопаточный аппарат 4, лопатки которого образуют расширяющиеся каналы. В этих каналах вследствие уменьшения скорости воздуха (газа) повышается его давление. Далее сжатый воздух через напорный патрубок 5 поступает в нагнетательный трубопровод. По описанному принципу работают и центробежные вентиляторы, приводимые электродвигателями и создающие избыточное давление до 12 кПа.

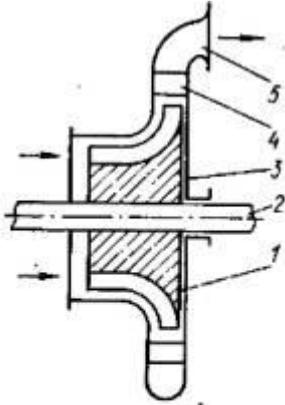


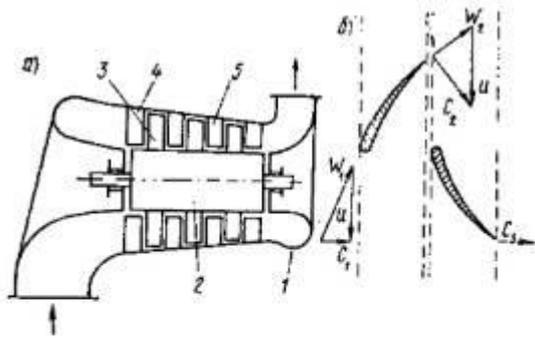
Рис. 17.4. Принципиальная схема центробежного компрессора  
1 — рабочее колесо; 2 — вал; 3 — корпус; 4 — лопаточный аппарат; 5 — патрубок

Обычно в центробежных нагнетателях выходное сечение подбирается так, чтобы скорости газа на входе  $w_1$  и на выходе  $w_2$  были одинаковы. В этом случае теоретическая работа, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа в идеальном центробежном компрессоре, т.е. в таком, где отсутствует теплообмен с окружающей средой (потери теплоты через стенки равны нулю), может быть определена по уравнению (17.4).

На практике необходимо затрачивать большую работу, чем при адиабатном сжатии. Температура газов на выходе из нагнетателя будет всегда больше, чем в адиабатном процессе, за счет перехода работы трения в теплоту, повышающую конечную температуру воздуха.

Показатель политропы сжатия  $n = 1,5—1,55$  в этом случае больше показателя адиабаты. Для центробежных нагнетателей  $\eta_{\text{к}}^{\text{ад}} = 0,7—0,8$

**Осевой компрессор** (рис.17.5,а) рассчитан на подачу сжатого газа давлением до 0,4—0,5 МПа. КПД его выше, чем у центробежного нагнетателя, и может достигать 85—90%. В то же время осевые компрессоры обладают большой производительностью, малыми радиальными размерами и массой. Эти преимущества осевых компрессоров обусловили их широкое применение в газотурбинных установках, и, в частности, в воздушно-реактивных двигателях.



**Рис.17.5. Схема осевого компрессора (а) и профиль рабочих и спрямляющих лопаток (б)**

1 — корпус; 2 — ротор; 3 — рабочие лопатки; 4 — входной направляющий аппарат лопаток; 5 — спрямляющие лопатки;  $u$  — окружная скорость;  $w_1, w_2$  — относительные скорости на входе в межлопаточные каналы рабочих лопаток и спрямляющего аппарата;  $c_1, c_2, c_3$  — абсолютные скорости на входе в межлопаточные каналы рабочих лопаток, спрямляющего аппарата и на выходе из спрямленного аппарата

Осевой компрессор состоит из корпуса 1, внутри которого вращается ротор 2. На нем укреплено несколько рядов рабочих лопаток 3. Перед первым рядом рабочих лопаток на корпусе укреплены неподвижные лопатки направляющего аппарата 4, а после каждого ряда рабочих лопаток - неподвижные лопатки спрямляющего аппарата 5.

Каждый ряд рабочих лопаток в совокупности со следующим за ним спрямляющим аппаратом составляет одну ступень повышения давления. Число ступеней может достигать до 15—20. Профиль рабочих и спрямляющих лопаток выбирают так, что при прохождении через межлопаточные каналы рабочих лопаток воздух получает от ротора механическую энергию и скорость его возрастает, а при прохождении через спрямляющий аппарат скорость воздуха уменьшается, вследствие чего возрастает его давление. Это иллюстрируется треугольниками скоростей на рис. 17.5,б.

Поскольку воздух (газ) в таких компрессорах проходит вдоль их оси, то они и получили название осевых или аксиальных компрессоров.

Недостатком осевых компрессоров является сложность их конструкций, обусловленная необходимостью тщательного выполнения профилей лопаток рабочих колес и направляющих аппаратов.



