

# **ТЕПЛОТЕХНИКА**

## **лекции**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
§ 1. Теоретические основы теплотехники .....	6
§ 2. Предмет и метод термодинамики .....	6
ИСХОДНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ....	7
§ 3. Рабочее тело. Основные термодинамические параметры состояния .....	7
§ 4. Термодинамическая система и окружающая среда. Формы взаимодействия и виды систем .....	10
§ 5. Термодинамический процесс. Равновесный и неравновесный процессы .....	11
§ 6. Идеальные газы. Основные законы идеальных газов .....	12
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ .....	14
§ 7. Уравнение Клапейрона .....	14
§ 8. Физический смысл газовой постоянной .....	15
§ 9. Универсальное уравнение состояния идеальных газов. Уравнение Менделеева – Клапейрона .....	16
§ 10. Реальные газы. Уравнение состояния реальных газов. Уравнение Ван-дер-Ваальса.....	17
§ 11. Диаграмма Эндрюса. Критическое состояние вещества .....	20
§ 12. Смеси идеальных газов .....	22
ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ .....	25
§ 13. Теплота и работа как энергетические характеристики термодинамического процесса .....	25
§ 14. Работа изменения объема .....	26
§ 15. $p$ $v$ -диаграмма. Графическое изображение работы .....	27
§ 16. Энергия. Внутренняя энергия .....	30
§ 17. Теплота и энтропия .....	32
§ 18. $T$ $s$ -диаграмма. Графическое определение теплоты .....	34

§ 19. Аналитическое выражение первого закона термодинамики .....	36
§ 20. Уравнение первого закона термодинамики для потока .....	37
§ 21. Энтальпия .....	39
§ 22. Теплоемкость газов. Виды теплоемкостей и связь между ними .....	41
§ 23. Истинная и средняя теплоемкости. Зависимость теплоемкости от температуры.....	42
§ 24. Отношение теплоемкостей $c_p$ и $c_v$ .....	43
§ 25. Пределы измерения теплоемкости. Знак теплоемкости .....	44
§ 26. Определение количества теплоты для идеальных газов по таблицам теплоемкостей .....	44
§ 27. Теплоемкость и энтропия газа. Связь между ними .....	46
<b>ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.....</b>	<b>47</b>
§ 28. Постановка задачи исследования процессов .....	47
§ 29. Приращение внутренней энергии, энтальпии и энтропии .....	48
§ 30. Изохорный процесс .....	48
§ 31. Изобарный процесс.....	49
§ 32. Изотермический процесс .....	51
§ 33. Адиабатный процесс.....	52
§ 34. Политропные процессы .....	54
<b>ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ .....</b>	<b>58</b>
§ 35. Основные положения второго закона термодинамики .....	58
§ 36. Обратимые и необратимые процессы и циклы .....	59
§ 37. Круговые термодинамические процессы (циклы). Прямые и обратные циклы. Термодинамический КПД и холодильный коэффициент циклов .....	60
§ 38. Прямой обратимый цикл Карно .....	63
§ 39. Обратный обратимый цикл Карно .....	65
§ 40. Математическое выражение второго закона термодинамики ...	66
§ 41. Изменения энтропии в обратимых и необратимых процессах.....	68
§ 42. Принцип возрастания энтропии .....	69
§ 43. Максимальная работа. Эксергия .....	70

## ВВЕДЕНИЕ

### § 1. Теоретические основы теплотехники

**Теплотехника** – это наука, которая изучает методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепло- и парогенераторов, тепловых машин, аппаратов и устройств.

Следует различать два принципиально *разных направления использования теплоты* – энергетическое и технологическое. При *энергетическом* использовании теплота, полученная в результате сжигания топлива, преобразуется в механическую работу (например, в тепловых двигателях). При *технологическом* (непосредственном) использовании теплота служит для направленного изменения свойств различных тел (например, изменяя тепловое состояние тел, можно добиться их расплавления, затвердевания, изменения структуры, механических, химических и физических свойств и т. п.).

В теоретических разделах курса теплотехники "Техническая термодинамика" и "Теплопередача (теория теплообмена)" исследуются законы превращения, свойства тепловой энергии и процессы распространения теплоты.

### § 2. Предмет и метод термодинамики

**Термодинамика** – наука, изучающая закономерности преобразования теплоты в работу и условия, при которых эти процессы совершаются наиболее эффективно.

"Сила" термодинамики в ее методе, в строении логического и математического аппарата, развиваемого на основе двух ее начал. Начала термодинамики представляют собой обобщение опыта познания природы человеком и базируются на *двух постулатах*:

1. *Энергия изолированной системы при всех изменениях этой системы сохраняет неизменное значение.* Этот постулат положен в основу первого начала термодинамики.

2. *В любом естественном процессе сумма энтропий всех тел, участвующих в процессе, возрастает.* Этот постулат положен в основу второго начала термодинамики.

Отмечают *две особенности метода термодинамики*:

1. Термодинамика не использует каких-либо гипотез или теорий о строении вещества.
2. Термодинамическая система, рабочее тело или какая-либо его часть, представляющая собой объект анализа, противопоставляются всем другим телам, называемым *окружающей средой*.

## ИСХОДНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

### § 3. Рабочее тело.

#### Основные термодинамические параметры состояния

Преобразование теплоты в работу или работы в теплоту в термодинамическом процессе осуществляется посредством какого-либо упругого тела, называемого **рабочим**. Например, в двигателях внутреннего сгорания, газотурбинных установках рабочим телом является газ, в паросиловых установках – пар, легко переходящий из парообразного состояния в жидкое и, наоборот, из жидкого в парообразное.

Физическое состояние тела определяется параметрами состояния. К термодинамическим параметрам состояния относятся удельный объем, молярный объем, плотность, абсолютное давление, абсолютная (термодинамическая) температура, удельная внутренняя энергия, удельная энтальпия и удельная энтропия.

При отсутствии силовых полей (гравитационного, электромагнитного и др.) состояние рабочего тела можно определить тремя параметрами: удельным объемом, абсолютной температурой и абсолютным давлением. Эти параметры называются *основными*. Их взаимозависимость выражается математически, о чем будет сказано ниже.

**Удельный объем**  $\nu$  ( $\text{м}^3/\text{кг}$ ) – величина, определяемая отношением объема к его массе:

$$\nu = V/m,$$

где  $V$  – объем произвольно взятого количества вещества,  $\text{м}^3$ ;

$m$  – масса вещества, кг.

**Плотность вещества**  $\rho$  ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) – величина, определяемая отношением массы вещества к его объему:

$$\rho = m/V.$$

Таким образом, удельный объем есть величина, обратная плотности:

$$v = 1/\rho; \rho = 1/v; \rho v = 1.$$

**Количество вещества  $n$  (моль)** есть физическая величина, определяемая количеством структурных элементов (атомов, молекул, ионов, электронов и др.).

**Моль** – количество вещества, содержащее столько же структурных единиц, сколько содержится атомов в 0,012 кг изотопа углерода с массовым числом 12.

**Молярный объем  $v_m$  (м<sup>3</sup>/моль)** – величина, определяемая отношением объема вещества к его количеству:

$$v_m = V/n.$$

**Молярной массой вещества  $M$  (кг/моль)** называется отношение массы вещества к его количеству

$$M = m/n.$$

**Давление  $p$  (Па)** – физическая величина, равная отношению нормальной составляющей силы к площади, на которую действует сила:

$$p = F_n/A,$$

где  $F_n$  – нормальная составляющая силы, Н;

$A$  – площадь, на которую действует сила, м<sup>2</sup>.

**Паскаль** – единица давления (Па). 1 Па равен давлению, вызываемому силой 1 Н, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности площадью 1 м<sup>2</sup>.

Кроме паскаля, в технике используют единицы, кратные и дольные от паскаля: гигапаскаль (1 ГПа = 10<sup>9</sup> Па), мегапаскаль (1 МПа = 10<sup>6</sup> Па), килопаскаль (1 кПа = 10<sup>3</sup> Па), миллипаскаль (1 мПа = 10<sup>-3</sup> Па) и др.

Ниже приведены соотношения между различными единицами измерения давления:

$$1 \text{ кгс/м}^2 = 1 \text{ мм вод. ст.} = 9,8 \text{ Па} \approx 10 \text{ Па};$$

$$1 \text{ кгс/см}^2 = 98,067 \text{ кПа} \approx 100 \text{ кПа} = 0,1 \text{ МПа};$$

$$1 \text{ атм.} = 101,325 \text{ кПа} = 760 \text{ мм рт. ст.};$$

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Па} \approx 133 \text{ Па};$$

$$1 \text{ бар} = 0,1 \text{ МПа};$$

$$1 \text{ мбар} = 100 \text{ Па}.$$

Для измерения давления применяют барометры и манометры, для измерения разрежения – вакуумметры. Барометрами измеряют атмосфер-

ное давление  $B$  (барометрическое), манометрами – избыточное давление, превышающее атмосферное ( $p_{\text{ман}}$ ), вакуумметрами – избыточное давление, которое ниже атмосферного ( $p_{\text{вак}}$ ).

Термодинамическим параметром состояния является только *абсолютное давление*  $p_{\text{абс}}$ . Возможны два случая определения абсолютного давления:

$$p_{\text{абс}} = B + p_{\text{ман}};$$

$$p_{\text{абс}} = B - p_{\text{вак}}.$$

**Температура  $T$  (К)** – характеризует степень нагретости тел, представляет собой меру средней кинетической энергии поступательного движения молекул. Она является единственной функцией состояния, определяющей направление самопроизвольного теплообмена. При наличии разности температур теплота переходит от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой.

В технике для измерения температуры используются приборы, основанные на различных свойствах тел: на расширении тел от нагревания (жидкостные термометры), изменении электрического сопротивления проводника при нагревании (термометры сопротивления), изменении электродвижущей силы в цепи термопары при нагревании или охлаждении ее спаев и др.

Температуры, выраженные в кельвинах и градусах Цельсия, связаны следующим соотношением:

$$T (\text{К}) = 273,15 + t (^\circ\text{C}).$$

Градус абсолютной шкалы численно равен градусу шкалы Цельсия, т. е.  $dT = dt$ .

Термодинамическим параметром является также *термодинамическая* или *абсолютная температура*  $T$ . Термодинамическая температурная шкала не зависит от свойств вещества. Для нахождения температуры используется экспериментально определяемая опорная точка – тройная точка химически чистой воды. *Тройной точке воды* соответствует такое состояние (такие значения температуры и давления), при котором в термодинамическом равновесии находятся три агрегатных состояния – лед, жидкая вода и пар. Этому состоянию присваивается температура 273,15 К (0,01 °C).

**Кельвин** – единица термодинамической температуры. 1 К равен 1/273,15 части термодинамической температуры тройной точки воды.

## § 4. Термодинамическая система и окружающая среда.

### Формы взаимодействия и виды систем

В любом природном процессе участвует множество различных тел, так или иначе связанных между собой. В термодинамике для изучения какого-либо явления в качестве объекта исследования выделяется группа тел, или единичное тело, или даже отдельные его части. Объект изучения называется *термодинамической системой*, а все, что лежит вне его границ, – *окружающей средой*.

**Термодинамическая система** – совокупность материальных тел, способных обмениваться энергией и веществом как друг с другом, так и с окружающей средой. Простейшим примером термодинамической системы может служить газ, находящийся в цилиндре с поршнем; к окружающей среде в данном случае следует отнести цилиндр и поршень, воздух, который их окружает, стены помещения, где находится цилиндр.

**Открытой** называют систему, в которой происходит обмен веществом и энергией с другими системами (рис. 1, а). В **закрытой** системе обмен веществом отсутствует (рис. 1, б).

**Адиабатной** называют систему, в которой отсутствует обмен теплотой с другими системами (рис. 1, в, г).

Если система не взаимодействует с окружающей средой (отсутствует обмен энергией и веществом), ее называют **изолированной** или **замкнутой** (рис. 1, д).

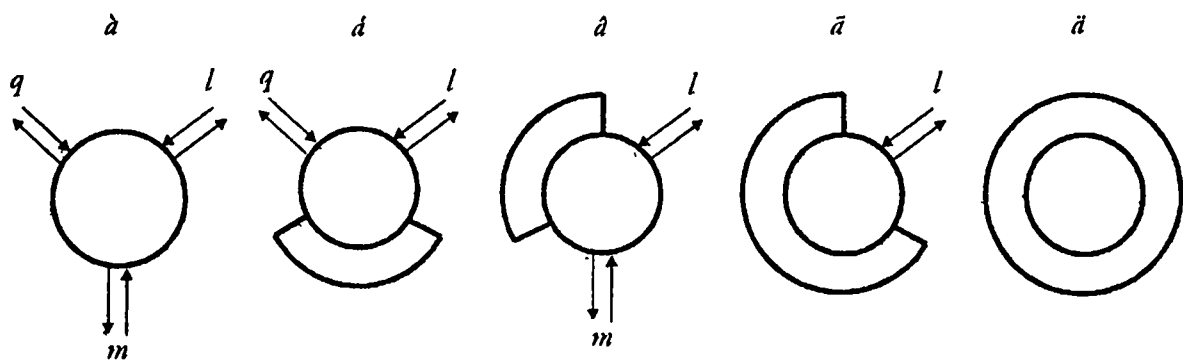


Рис. 1

Систему, сообщающую рабочему телу теплоту, называют **теплоотдатчиком**, а систему, воспринимающую теплоту от рабочего тела, – **теплоприемником**.



Система, во всех частях которой состав и физические свойства одинаковы, называют **физически однородной**.

Однородную термодинамическую систему, внутри которой нет поверхностей раздела, называют **гомогенной** (например, лед, вода, газы).

Система, которая состоит из нескольких макроскопических частей с различными физическими свойствами, отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела, называется **гетерогенной** (например, лед и вода, вода и пар).

Различают равновесное и неравновесное, стационарное и нестационарное состояния рабочего тела или термодинамической системы.

Состояние, в которое приходит система при постоянных внешних условиях и которое характеризуется неизменностью во времени термодинамических параметров и отсутствием в системе потоков вещества и теплоты, называют **равновесным**. В противном случае состояние системы является **неравновесным**. Состояние системы при одинаковой температуре во всех ее частях называют **термическим равновесием**, при одинаковом давлении – **механическим равновесием**.

При условии постоянства внешних воздействий может установиться **стационарное состояние** системы, когда распределение значений параметров в различных ее частях хотя и не является равномерным, но с течением времени не меняется. Если распределение значений параметров меняется во времени, то состояние системы называют **нестационарным**. Таким образом, стационарное и нестационарное состояния следует понимать как состояния, установившиеся и не установившиеся во времени.

## **§ 5. Термодинамический процесс.**

### **Равновесный и неравновесный процессы**

Если внешние условия, в которых находится термодинамическая система, изменяются, то будет изменяться и состояние системы.

Совокупность изменений состояния термодинамической системы при переходе из одного равновесного состояния в другое называется **термодинамическим процессом**.

Под равновесным понимают такое состояние тела, при котором во всех точках его объема давление, температура, удельный объем и другие физические свойства одинаковы.

Процесс изменения состояния системы может быть равновесным и неравновесным. Если процесс проходит через равновесные состояния, то его называют *равновесным*.

*Термодинамика рассматривает равновесные состояния и равновесные процессы изменения состояния термодинамической системы, так как только равновесные состояния могут быть количественно описаны с помощью уравнения состояния.*

Равновесный процесс можно осуществить при бесконечно медленном изменении внешних условий, а также в том случае, когда изменения параметров, характеризующих состояние системы, бесконечно малы по сравнению со значениями самих параметров. Поэтому *реальные процессы, будучи неравновесными, могут лишь в той или иной степени приближаться к равновесным, никогда в точности с ними не совпадая.*

Неравновесность реальных процессов определяется прежде всего тем, что под влиянием внешних условий они протекают с конечными скоростями и в рабочем теле не успевает установиться равновесное состояние. Например, при быстром расширении газа в цилиндре под поршнем или при быстром его сжатии температура и давление в различных точках объема рабочего тела не будут одинаковы, т. е. будет иметь место неравновесное состояние и сам процесс также будет неравновесным.

Изменение параметра состояния в любом термодинамическом процессе не зависит от вида процесса, а полностью определяется начальным и конечным состояниями рабочего тела. Таким образом, можно утверждать, что любой параметр состояния также является функцией состояния.

## **§ 6. Идеальные газы. Основные законы идеальных газов**

Идеальными называются газы, которые полностью подчиняются законам Бойля – Мариотта и Гей-Люссака. В идеальных газах отсутствуют силы взаимного притяжения и отталкивания между молекулами, а объем молекул пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа.

Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях по физическим свойствам практически не отличаются от идеального. Состояние идеального газа – это предельное состояние реального газа, когда давление стремится к нулю ( $p \rightarrow 0$ ).

Введение понятия *идеальный газ* позволило получить простые математические зависимости между величинами, характеризующими состоя-

ние тела, и на основе законов для идеальных газов создать стройную теорию термодинамических процессов.

Закон Бойля – Мариотта устанавливает зависимость между удельным объемом и абсолютным давлением идеального газа в термодинамическом процессе при постоянной температуре: при постоянной температуре объем, занимаемый идеальным газом, изменяется обратно пропорционально его давлению:

$$v_1/v_2 = p_2/p_1,$$

или *при постоянной температуре произведение удельного объема на давление есть величина постоянная:*

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \text{ или } p v = \text{const.}$$

Графически на  $p v$ -диаграмме этот закон изображается равнобокой гиперболой – изотермой (рис. 2); процесс изменения состояния системы в этом случае называется изотермическим.

Закон Гей-Люссака устанавливает зависимость между удельным объемом и абсолютной температурой при постоянном давлении: при постоянном давлении объемы одного и того же количества идеального газа изменяются прямо пропорционально абсолютным температурам:

$$v_1/v_2 = T_1/T_2.$$

На  $p v$ -диаграмме (рис. 2) этот закон изображается прямой, параллельной оси абсцисс, – *изобарой*, процесс изменения состояния системы в этом случае называется *изобарным*.

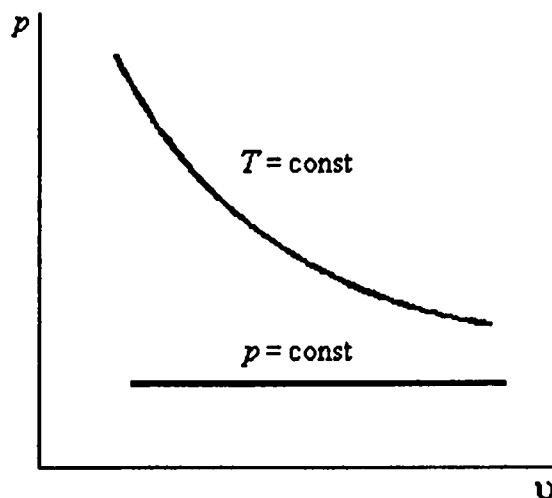


Рис. 2

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

### § 7. Уравнение Клапейрона

Основные параметры состояния однородного тела зависят друг от друга; их взаимосвязь выражается математически уравнением вида  $F(p, v, T) = 0$ , которое называется *уравнением состояния*.

Из молекулярно-кинетической теории следует, что абсолютное давление газа численно равно  $2/3$  средней кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема:

$$p = \frac{2}{3} \frac{z}{v} \frac{m\omega^2}{2}, \quad (1)$$

где  $z$  – число молекул в удельном объеме;

$v$  – удельный объем газа;

$m$  – масса молекулы;

$\omega$  – средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул;

$m\omega^2/2$  – средняя кинетическая энергия молекулы.

Согласно молекулярно-кинетической теории газов средняя кинетическая энергия молекулы изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре:

$$\frac{m\omega^2}{2} = BT, \quad (2)$$

где  $T$  – абсолютная температура;

$B$  – коэффициент пропорциональности.

С учетом равенства (2) уравнение (1) примет вид

$$pv = 2zBT/3. \quad (3)$$

Если это уравнение отнести к двум состояниям газа, то для каждого из них имеем

$$p_1 v_1 = 2zBT_1/3 \text{ и } p_2 v_2 = 2zBT_2/3.$$

При почленном делении этих уравнений получаем следующее соотношение:

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}. \quad (4)$$

Эта зависимость между параметрами может быть получена также из совместного рассмотрения законов Бойля – Мариотта и Гей-Люссака, поэтому часто ее называют объединенным законом Бойля – Мариотта

и Гей-Люссака. Из выражения (4) следует, что *произведение удельного объема идеального газа на давление, деленное на абсолютную температуру, для любого равновесного состояния есть величина постоянная:*

$$p\nu/T = \text{const.}$$

Постоянную величину обозначают  $R$  и называют *удельной газовой постоянной*:

$$p\nu/T = R.$$

Таким образом, уравнение, показывающее зависимость между основными термодинамическими параметрами для идеального газа, называют *уравнением состояния, характеристическим уравнением* или *уравнением Клапейрона*. Для 1 кг идеального газа его можно записать в виде

$$p\nu = RT, \quad (5)$$

где  $p$  – абсолютное давление газа, Па;

$\nu$  – удельный объем газа, м<sup>3</sup>/кг;

$T$  – абсолютная температура газа, К.

Для произвольно взятого количества вещества массой  $m$  (кг) уравнение состояния имеет вид

$$pV = mRT, \quad (6)$$

где  $V$  – объем, занимаемый массой газа, м<sup>3</sup>.

## § 8. Физический смысл газовой постоянной

Удельная газовая постоянная  $R$  представляет собой физическую постоянную, которая для каждого газа имеет вполне определенное значение, зависящее от природы газа и не зависящее от его состояния.

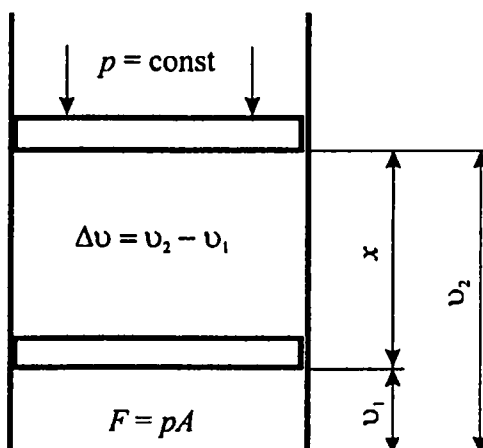


Рис. 3

Выясним физический смысл удельной газовой постоянной. Для этого рассмотрим процесс расширения газа в цилиндре с поршнем, протекающий при постоянном давлении (рис. 3).

Подвод теплоты к цилиндру вызывает перемещение поршня.

Работу расширения 1 кг газа определяем по уравнению

$$l_{1,2} = Fx = pAx = p\Delta v = p(v_2 - v_1),$$

где  $A$  – площадь поршня,  $\text{м}^2$ ;

$x$  – перемещение поршня,  $\text{м}$ ;

$p$  – удельное давление газа,  $\text{Па}$ ;

$F$  – сила, с которой газы действуют на поршень,  $\text{Н}$ .

Для произвольной массы газа это уравнение примет вид

$$L_{1,2} = l_{1,2}m = p(v_2 - v_1)m = p(V_2 - V_1).$$

Запишем уравнения состояния газа до и после его нагрева:

$$pV_1 = mRT_1; \quad pV_2 = mRT_2.$$

Вычитая из второго уравнения первое, получаем

$$p(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1),$$

откуда

$$R = \frac{p(V_2 - V_1)}{m(T_2 - T_1)} = \frac{L_{1,2}}{m(T_2 - T_1)} = \frac{l_{1,2}}{T_2 - T_1}.$$

Таким образом, *удельная газовая постоянная  $R$  (Дж/(кг·град)) есть работа расширения 1 кг идеального газа, нагреваемого на 1 град в процессе при постоянном давлении.*

Значения удельной газовой постоянной для любого газа можно найти в таблице физических свойств газов.

## § 9. Универсальное уравнение состояния идеальных газов.

### Уравнение Менделеева – Клапейрона

Согласно закону Авогадро *при одинаковых температурах и давлениях в равных объемах различных идеальных газов содержится одинаковое количество молекул.* Таким образом, *при одинаковых физических условиях произведение удельного объема  $v$  ( $\text{м}^3/\text{кг}$ ) на его молярную массу  $M$  ( $\text{кг}/\text{моль}$ ) есть величина постоянная и не зависит от природы газа:*

$$v_m = vM = \text{const}, \tag{7}$$

где  $v_m$  – объем 1 моль идеального газа,  $\text{м}^3/\text{моль}$ .

Из уравнения (7) следует, что молярные объемы всех газов при равных температурах и давлениях одинаковы.

Напишем уравнение состояния для 1 моль идеального газа

$$p v_M = MRT,$$

откуда

$$MR = R_M = p v_M / T.$$

Произведение  $MR = R_M$  – универсальная (молярная) газовая постоянная. Тогда уравнение состояния для 1 моль идеального газа примет вид

$$p v_M = R_M T. \quad (8)$$

Таким образом, универсальная газовая постоянная  $R_M$  (Дж/(моль·град)) есть работа расширения 1 моль идеального газа, нагреваемого на 1 град в процессе при постоянном давлении.

При нормальных физических условиях (при давлении 101 325 Па и температуре 273,15 К) объем, занимаемый 1 моль газа, равен  $22,4 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/моль, а универсальная газовая постоянная определяется из уравнения (8):

$$R_M = \frac{p v_M}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4 \cdot 10^{-3}}{273,15} = 8,314 \text{ Дж/(моль·град)}.$$

Тогда уравнение (8) примет вид

$$p v_M = 8,314 T.$$

Для произвольно взятого количества идеального газа  $n$  (моль) универсальное уравнение запишется в виде

$$pV = n R_M T = n \cdot 8,314 T. \quad (9)$$

Зная универсальную газовую постоянную  $R_M$  (Дж/(моль·град)), можно определить значение удельной газовой постоянной  $R$  (Дж/(кг·град)):

$$R = R_M / M = 8,314 M. \quad (10)$$

## § 10. Реальные газы. Уравнение состояния реальных газов.

### Уравнение Ван-дер-Ваальса

В отличие от идеальных в реальных газах молекулы связаны силами взаимодействия, имеющими электромагнитную и квантовую природу. Эти силы существуют между любыми молекулами при любых условиях и уменьшаются с увеличением расстояния между ними. При сближении молекул на малые расстояния силы притяжения резко ослабевают и пере-

ходят в силы отталкивания, достигающие очень больших значений. Из-за наличия сил взаимодействия между молекулами и конечности объема последних законы идеальных газов ни при каких условиях не могут быть строго применены к реальным газам.

В расчетах различных свойств реальных газов учитывают коэффициент сжимаемости

$$c = \frac{pv}{RT}.$$

Так как для идеальных газов при любых условиях  $pv = RT$ , то  $c = 1$ . Коэффициент сжимаемости показывает отклонение свойств реального газа от свойств идеального. Значение  $c$  для реальных газов в зависимости от давления и температуры может быть больше или меньше единицы, и только при очень малых давлениях и высоких температурах оно практически равно единице.

При выводе уравнения состояния реальных газов учитывают две поправки, которые, по сути, показывают отклонение свойств реального газа от свойств идеального.

Рассмотрим первую поправку, которая зависит от объема молекул. Уравнение состояния идеальных газов (уравнение Клапейрона) можно представить в виде

$$v = RT / p.$$

Из уравнения видно, что при увеличении давления объем  $v$  будет уменьшаться, и если  $p \rightarrow 0$ , то  $v \rightarrow \infty$ . Это полностью соответствует определению идеального газа, в котором молекулы занимают бесконечно малый объем.

В реальном газе, где молекулы занимают конечный объем  $v_{\text{мол}}$  и объем зазоров между молекулами при их полной упаковке  $v_{\text{зат}}$ , свободный объем для движения молекул будет равен  $(v - b)$ , где  $b = v_{\text{мол}} - v_{\text{зат}}$ . Таким образом, величина  $b$  – тот наименьший объем, до которого можно сжать газ.

С учетом вышесказанного уравнение Клапейрона принимает вид

$$v - b = RT / p \text{ или } p(v - b) = RT.$$

**Вторая поправка, вводимая в уравнение состояния, учитывает влияние сил взаимодействия между молекулами.**

В идеальном газе молекулы практически свободны в своем движении и удары их о стенку сосуда ничем не ограничены, так как силы взаимодействия между молекулами отсутствуют.



В реальном газе при наличии сил взаимодействия между молекулами сила ударов о стенку сосуда будет меньше вследствие того, что все молекулы у стенки сосуда притягиваются соседними молекулами внутри сосуда. Поэтому и давление, оказываемое реальным газом, будет меньше на величину  $\Delta p$ , которая представляет собой поправку на давление, учитывающую силы взаимодействия между молекулами. Эта величина прямо пропорциональна квадрату плотности газа или обратно пропорциональна квадрату его удельного объема:

$$\Delta p = ap^2 = a/v^2,$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности, который для каждого газа имеет определенное значение, не зависящее от параметров состояния.

Введя вторую поправку, получим

$$p = \frac{RT}{v-b} - \Delta p \text{ или } p = \frac{RT}{v-b} - a/v^2.$$

Таким образом, уравнение Ван-дер-Ваальса для реальных газов принимает вид

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT. \quad (11)$$

Величину  $a/v^2$  называют внутренним давлением. Для жидкостей оно может достигать очень высоких значений, например для воды при  $T = 293 \text{ К}$   $a/v^2 \approx 1080 \text{ МПа}$ , для газов – сравнительно невелико и зависит от давления и температуры газа.

Вышеприведенные рассуждения проиллюстрированы на рис. 4, на котором изображен цилиндр с подвижным поршнем.

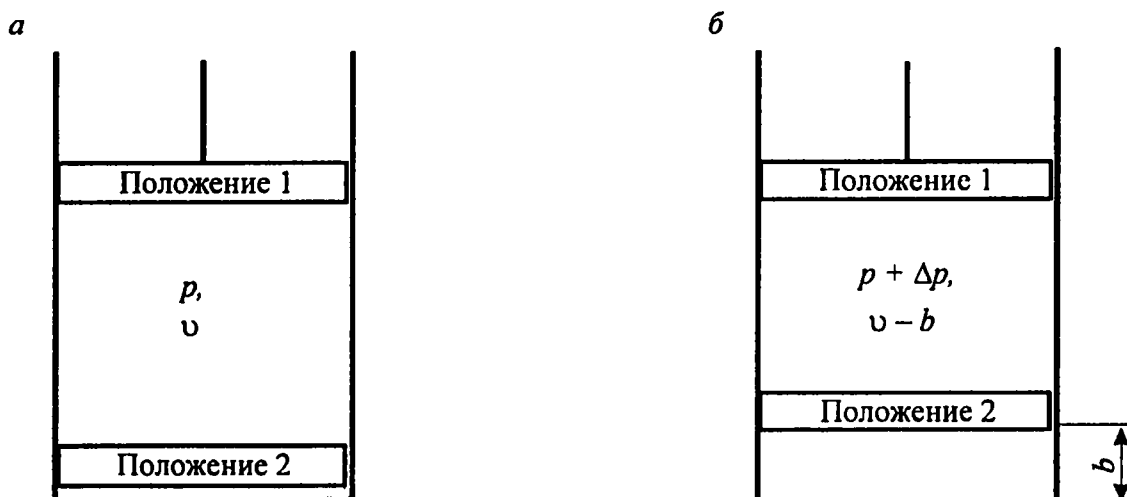


Рис. 4

На рис. 4, *а* показано состояние идеального газа под поршнем, которое в положении 1 характеризуется параметрами  $p$  и  $v$ , в положении 2 – объемом, до которого можно сжать идеальный газ. На рис. 4, *б* состояние реального газа характеризуется давлением  $(p + \Delta p)$  и удельным объемом  $(v - b)$ , где  $b$  – минимальный объем, до которого можно сжать реальный газ.

### § 11. Диаграмма Эндрюса. Критическое состояние вещества

Если в уравнении Ван-дер-Ваальса  $(p + a/v^2)(v - b) = RT$  раскрыть скобки и расположить полученные величины по убывающим степеням, то получим уравнение третьей степени относительно удельного объема газа:

$$pv^3 - (bp + RT)v^2 + av - ab = 0.$$

Как известно из курса математики, такое уравнение при заданных значениях  $p$  и  $T$  должно иметь три корня. При этом возможны три варианта решения уравнения: 1) все три корня различны и действительны; 2) все три корня действительны и равны между собой; 3) один корень действительный и два мнимых (комплексных). Поскольку мнимые корни не имеют физического смысла, реальное значение в последнем случае имеет только один действительный корень.

Если на  $p$ - $v$ -диаграмме построить изотермы, соответствующие этому уравнению, они будут иметь вид кривых (рис. 5).

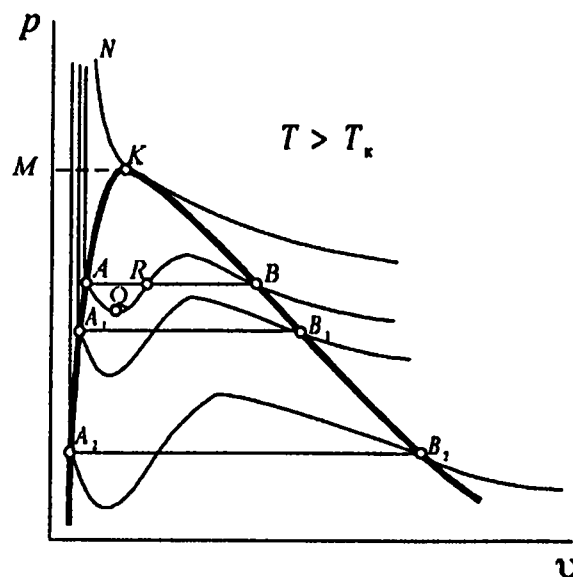


Рис. 5

Из графика видно, что изотермы при низких и высоких температурах качественно различны. При сравнительно низких температурах они имеют в средней части волнообразный характер с максимумом и минимумом. При этом чем выше температура, тем короче становится волнообразная часть изотермы. Прямая  $AB$ , пересекающая изотерму такого типа, дает три действительных значения удельного объема в точках  $A$ ,  $R$ ,  $B$ , т. е. полученные кривые соответствуют первому случаю решения уравнения Ван-дер-Ваальса. Наибольший корень, равный удельному объему в точке  $B$ , соответствует парообразному состоянию, а наименьший в точке  $A$  – состоянию жидкости. Экспериментально установлено, что переход вещества из жидкого состояния в парообразное всегда происходит через двухфазные состояния, представляющие собой смесь жидкости и пара; при данной температуре процесс перехода жидкости в пар происходит также при неизменном давлении, т. е. при отсутствии у изотерм волнообразного участка  $QRB$ . Таким образом, положение действительной линии процесса перехода вещества из жидкости в пар изображено на диаграмме линией  $AB$ , при этом точка  $A$  соответствует состоянию кипящей жидкости, а точка  $B$  – сухого насыщенного пара, т. е. состоянию, в котором закончился процесс перехода жидкости в пар.

Ветвь изотермы, расположенная правее точки  $B$ , соответствует состоянию перегретого пара при данной температуре.

При определенной температуре, называемой критической  $T_k$ , изотерма уравнения Ван-дер-Ваальса не имеет волнообразного участка. На этой изотерме есть точка перегиба, касательная к которой должна быть горизонтальной. Это соответствует второму случаю решения уравнения, когда все три корня действительны и равны между собой (точка  $K$ ). Такую изотерму называют *критической*, точку  $K$  – критической, параметры состояния в этой точке – *критическими*.

**Критической** называют такую температуру, при которой поверхностное натяжение жидкости становится равным нулю (исчезает различие между жидкостью и насыщенным паром), т. е. вся жидкость независимо от давления и объема превращается в пар.

При температуре выше критической изотермы имеют монотонно падающий характер, приближаясь по мере увеличения температуры к кривым в виде гиперболы. При этой температуре имеет место третий случай решения уравнения Ван-дер-Ваальса, когда один корень действительный, а два корня мнимые.

Если соединить точки  $A$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ , то получим кривую, на которой жидкость находится в состоянии кипения. Кривую  $AK$  называют *пограничной кривой жидкости*, кривую  $BK$  – *пограничной кривой пара* (последняя представляет собой совокупность состояний сухого насыщенного пара).

Таким образом, для *реального вещества*  $p$ - $v$ -диаграмму можно разбить на три характерные области: *жидкого состояния*, расположенную левее пограничной кривой жидкости  $AK$ ; *двухфазных состояний* (влажного пара), расположенную между пограничными кривыми жидкости  $AK$  и пара  $BK$ ; *перегретого пара*, расположенную правее пограничной кривой пара и выше критической точки  $K$ . Условно область жидкости ограничивают сверху линией  $KM$ , представляющей собой критическую изобару, т. е. линию постоянного давления, равного критическому.

В 1869 г. Эндрюс на основании проведенных экспериментов по изотермному сжатию углекислоты впервые построил  $p$ - $v$ -диаграмму для реального вещества и показал на ней характерные линии и области, поэтому  $p$ - $v$ -диаграмму реального вещества часто называют *диаграммой Эндрюса*.

## § 12. Смеси идеальных газов

В качестве рабочего тела тепловых машин часто используют смеси различных газов. Состав смеси определяется количеством газов, входящих в нее, и может быть задан массовыми или объемными долями.

*Массовая доля* газа  $g_i$  (%) определяется отношением массы отдельного газа  $m_i$ , входящего в смесь, к массе всей смеси  $m$ :

$$g_i = \frac{m_i}{m}.$$

*Объемной долей* газа  $r_i$  (%) называется отношение объема каждого компонента  $V_i$ , входящего в смесь, к объему всей газовой смеси  $V$  при условии, что объем каждого компонента отнесен к давлению и температуре смеси (парциальный или приведенный объем):

$$r_i = \frac{V_i}{V}.$$

*Парциальным (приведенным)* называют объем, который занимал бы компонент, если бы только он один находился при температуре и под давлением смеси.

Для перевода массовых долей в объемные используют формулу

$$r_i = \frac{\frac{g_i}{M_i}}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{M_i}},$$

где  $M_i$  – молярная масса компонента смеси, кг/моль.

Объемные доли переводят в массовые по формуле

$$g_i = \frac{r_i M_i}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i M_i}.$$

**Плотность смеси** (кг/м<sup>3</sup>) определяют из выражения

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i,$$

или, если известен массовый состав, по формуле

$$\rho_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\rho_i}}.$$

**Удельный объем** смеси (м<sup>3</sup>/кг) есть величина, обратная  $\rho_{\text{см}}$ . Если задан объемный состав смеси, то

$$v_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i}.$$

Если известен массовый состав, то

$$v_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{\rho_i}.$$

**Молярную массу** смеси газов (кг/моль) можно найти по формуле

$$M_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i M_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{g_i}{M_i}}.$$

**Газовую постоянную** смеси  $R_{\text{см}}$  (Дж/(кг·град)) можно выразить через газовые постоянные отдельных компонентов или через молярную массу смеси:

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} g_i R_i = \frac{8314}{M_{\text{см}}} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^{i=n} r_i M_i}.$$

Общее давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов смеси (закон Дальтона):

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n,$$

где  $p$  – общее давление газовой смеси, МПа;  $p_1, p_2, p_3, p_n$  – парциальные давления отдельных компонентов смеси, МПа.

**Парциальные давления** (МПа) определяются по известным объемным долям отдельных компонентов смеси

$$p_i = pr_i.$$

**Масса смеси** (кг) равна сумме масс ее компонентов

$$m = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = \sum m_i.$$

**Объем смеси** (м<sup>3</sup>) равен сумме объемов ее компонентов

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = \sum V_i.$$

Уравнения состояния для каждого компонента газовой смеси запишутся в виде:

$$p_1 V = m_1 R_1 T;$$

$$p_2 V = m_2 R_2 T;$$

$$p_n V = m_n R_n T.$$

Сложив эти равенства, получим уравнение состояния для  $m$  (кг) газовой смеси

$$pV = mR_{\text{см}}T,$$

где  $p$  – давление смеси, Па;

$V$  – объем смеси, м<sup>3</sup>;

$m$  – масса смеси, кг;

$R_{\text{см}}$  – удельная газовая постоянная смеси, Дж/(кг·град);

$T$  – термодинамическая температура смеси, К.

Для 1 кг газовой смеси также справедливо характеристическое уравнение вида

$$p\nu = RT,$$

где  $\nu$  – удельный объем смеси, м<sup>3</sup>/кг.

**Теплоемкость** газовой смеси:

– *массовая*

$$c_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} g_i c_i;$$

– *объемная*

$$c'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i c'_i;$$

– *мольная*

$$c_{M\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i c_{M_i},$$

где  $c_i, c'_i, c_{M_i}$  – соответственно удельные массовая, объемная и мольная теплоемкости компонентов смеси.

## ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### § 13. Теплота и работа как энергетические характеристики термодинамического процесса

Тела, участвующие в термодинамическом процессе, обмениваются между собой энергией; при этом энергия одних тел увеличивается, а энергия других – уменьшается. Передача энергии в процессе от одного тела к другому может происходить двумя способами.

*Первый* способ реализуется при непосредственном контакте тел, имеющих различную температуру, путем обмена кинетической энергией между молекулами соприкасающихся тел либо лучистым переносом внутренней энергии излучающих тел путем передачи электромагнитных волн. При этом тепловая энергия передается от более нагретого тела к менее нагретому, т. е. от тела с большей средней кинетической энергией молекул к телу с меньшей кинетической энергией.

Количество передаваемой энергии в этом случае называют *теплотой*  $Q$  (Дж) или, отнесенное к массе, – *удельным количеством теплоты*  $q$  (Дж/кг) газа, а сам способ – *передачей энергии в форме теплоты*.

Энергию, полученную телом в форме теплоты, называют *подведенной теплотой*  $q_1$  и  $Q_1$ , а энергию, отданную телом в форме теплоты, –

отведенной теплотой  $q_2$  и  $Q_2$ . Подведенная теплота считается положительной, отведенная – отрицательной.

*Второй способ* передачи энергии связан с наличием силовых полей или внешнего давления. Для передачи энергии в этом случае тело должно передвигаться в силовом поле либо изменять свой объем под действием внешнего давления. Этот способ называют *передачей энергии в форме работы*, а количество переданной энергии в процессе – *работой*  $L$  (Дж), или, отнесенное к массе газа, – *удельной работой*  $l$  (Дж/кг).

Энергию, полученную телом в форме работы, называют *затраченной над телом работой*  $l_2$  и  $L_2$ , а отданную энергию – *совершенной телом работой*  $l_1$  и  $L_1$ . Затраченная над телом работа считается отрицательной, а совершенная телом работа – положительной.

В общем случае передача энергии в форме теплоты и в форме работы может происходить одновременно. При этом важно отметить, что в различных термодинамических процессах в зависимости от условий их протекания количество теплоты и работа различны и зависят от условий перехода тела из начального состояния в конечное, т. е. от характера процесса. Передача энергии в форме теплоты и в форме работы происходит только при протекании термодинамического процесса: если нет процесса, то нет теплоты и работы; поэтому нельзя говорить о запасе теплоты и работы в каком-либо теле.

#### § 14. Работа изменения объема

Теплота и работа представляют собой определенные формы передачи энергии – тепловую и нетепловую. В технической термодинамике наибольшее значение в качестве нетепловой формы имеет механическая деформационная работа, или работа, связанная с изменением объема рабочего тела.

Из курса физики известно, что элементарная работа  $\delta L$  (Дж) равновесного процесса в общем случае определяется произведением силы на элементарное перемещение точки приложения силы

$$\delta L = F_x dx, \quad (12)$$

где  $F_x$  – проекция силы на линию действия, Н;

$dx$  – элементарное перемещение, м.

Работа представляет собой эффект действия силы при ее перемещении, зависит от условий протекания процесса и не зависит от состояния тела.



Рассмотрим процесс изменения состояния газа в цилиндре с подвижным поршнем, протекающий при постоянном давлении (рис. 6).

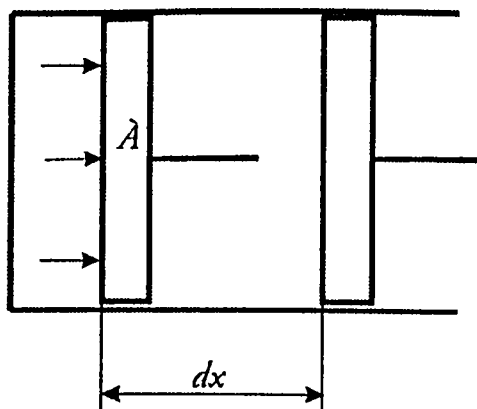


Рис. 6

Сила, действующая на поршень, определяется по формуле

$$F_{\text{г}} = pA,$$

где  $p$  – давление газа в цилиндре, Па;

$A$  – площадь поршня,  $\text{м}^2$ .

Тогда работа изменения объема

$$\delta L = pAdx,$$

где  $Adx$  – изменение объема  $\Delta V$ . Отсюда последняя формула запишется в виде

$$\delta L = p\Delta V. \quad (13)$$

В соответствии с выражением (13) работу расширения или сжатия принято называть *работой изменения объема* или *деформационной работой*.

Разделив уравнение (13) на массу газа  $m$  (кг), получим выражение для элементарной удельной работы

$$\delta l = p dv. \quad (14)$$

### § 15. $p$ - $v$ -диаграмма. Графическое изображение работы

Состояние рабочего тела определяется какими-либо двумя параметрами состояния, например значениями абсолютного давления  $p$  и удельного объема  $v$ . Поэтому на  $p$ - $v$ -диаграмме каждой точке соответствует некоторое равновесное состояние и каждому равновесному состоянию отвечает одна определенная точка. Температуру рабочего тела непосредственно

на этой диаграмме определить невозможно; она может быть вычислена аналитически по значениям  $p$  и  $v$  с помощью уравнений состояния (см. § 7).

Поскольку каждая точка кривой процесса характеризует равновесное состояние рабочего тела, то на диаграмме состояния может быть изображен только равновесный процесс.

Пусть в цилиндре с поршнем площадью  $A$  находится газ при давлении  $p$ , равном в равновесном процессе давлению среды, и удельном объеме  $v_1$  (рис. 7). Если сообщить газу некоторое количество теплоты, то он будет расширяться и перемещать поршень до нового положения (точка 2).

Изобразим процесс на  $p$ - $v$ -диаграмме. Начальное состояние рабочего тела (точка 1) характеризуется параметрами  $p_1$  и  $v_1$ , конечное (точка 2) — параметрами  $p_2$  и  $v_2$ . Заштрихованная на диаграмме элементарная площадь  $\delta l$ , равная  $p \delta v$ , графически изображает элементарную работу изменения объема  $\delta l$ .

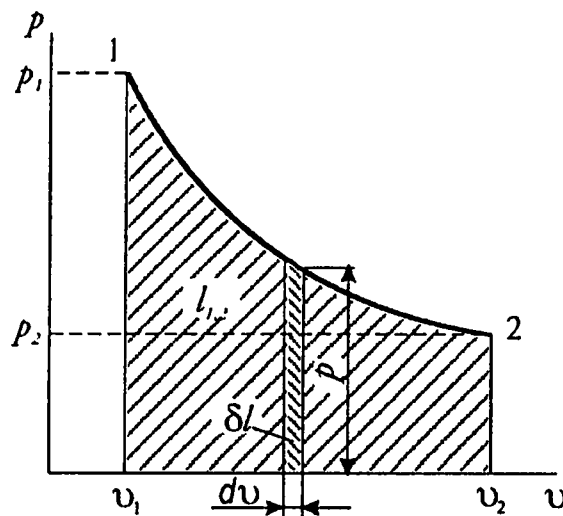


Рис. 7

Удельную работу  $l_{1,2}$  (Дж/кг), совершаемую системой при конечном изменении ее объема в произвольном равновесном процессе, можно графически представить площадью под кривой 1–2 и аналитически определить по формуле

$$l_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (15)$$

Поскольку площадь под кривой на  $p$ - $v$ -диаграмме графически представляет собой работу, совершаемую рабочим телом,  $p$ - $v$ -диаграмму называют *рабочей*.

В уравнениях (14) и (15)  $\delta l$  и  $l$  имеют те же знаки, что  $dV$  и  $\Delta V$ , так как абсолютное давление  $p$  – величина положительная.

Если  $V_2 > V_1$ , то  $dV > 0$  и  $\Delta V > 0$  – газ расширяется и работа газа есть величина положительная.

Если  $V_2 < V_1$ , то  $dV < 0$  и  $\Delta V < 0$  – газ сжимается и работа газа есть величина отрицательная.

Если изменения объема не происходит, т. е.  $V_2 = V_1$ ,  $dV = 0$  и  $\Delta V = 0$ , работа газом не совершается и не затрачивается ( $l_{1,2} = 0$ ).

Если процесс протекает с массой газа  $m$  (кг), то уравнение (15) записывается в виде

$$L_{1,2} = m \int_{V_1}^{V_2} p dV = mp(V_2 - V_1) = p(V_2 - V_1). \quad (16)$$

На рис. 8 изображен круговой процесс, называемый *циклом*. Циклы имеют особое значение при изучении работы тепловых машин.

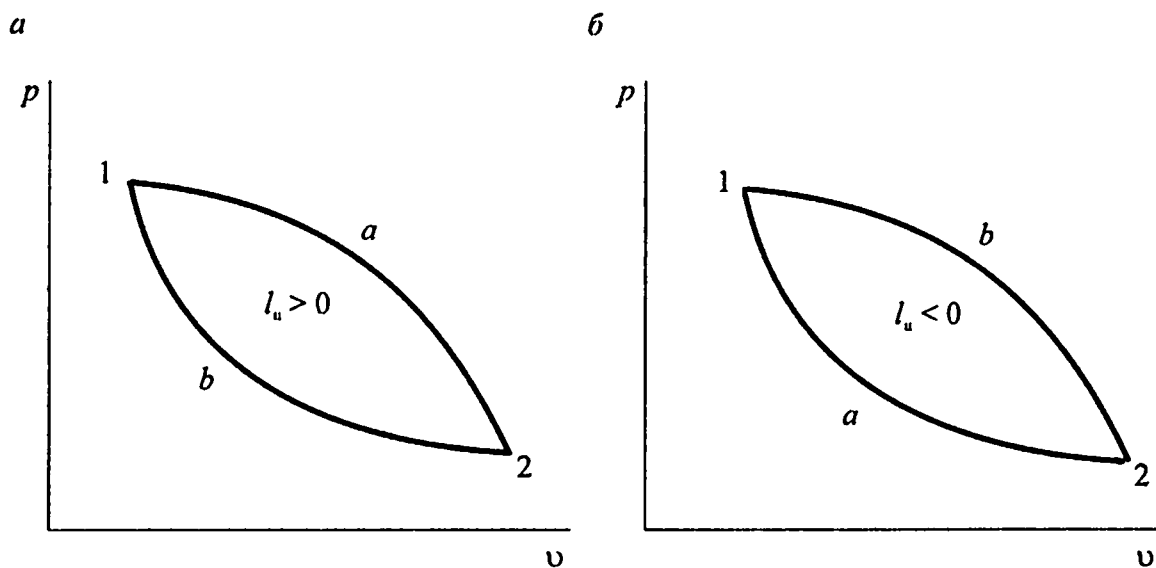


Рис. 8

Рассмотрим круговой процесс  $1a2b$ . Если процесс идет по ходу часовой стрелки и процесс расширения  $1a2$  расположен над процессом сжатия  $2b1$  (рис. 8, а), получаем положительную работу цикла, которая графически изображается площадью внутри цикла, взятой в масштабе диаграммы. Эту работу вычисляем по формуле

$$l_u = l_{\text{расш}} - l_{\text{сж}}.$$

При протекании процесса в обратном направлении абсолютное значение отрицательной работы сжатия будет больше положительной работы расширения, и поэтому для совершения кругового процесса (рис. 8, б) необходимо затратить работу, равную

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{расш}} - |l_{\text{сж}}|.$$

На основании сказанного можно сделать вывод о том, что работу кругового процесса (цикла) определяют интегрированием по замкнутому контуру

$$l_{\text{ц}} = \oint p dV \text{ или } L_{\text{ц}} = \oint \delta L = \oint p dV.$$

## § 16. Энергия. Внутренняя энергия

*Энергия* – количественная мера движения молекул.

*Внешняя* энергия – это энергия движения тела как целого вещества. Она представляет собой кинетическую энергию движения тела как целого вещества и потенциальную энергию внешних силовых полей (гравитационного, электромагнитного, неравномерно распределенного внешнего давления).

Под *внутренней* понимается вся энергия, заключенная в теле или системе тел. Эту энергию можно представить в виде суммы отдельных видов энергий:

$$u = u_{\text{кин}} + u_{\text{пот}} + u_0,$$

где  $u_{\text{кин}}$  – внутренняя кинетическая энергия молекул;

$u_{\text{пот}}$  – внутренняя потенциальная энергия;

$u_0$  – постоянная интегрирования или внутриядерная энергия.

Величина  $u_0$  представляет собой нулевую энергию или внутреннюю энергию при температуре абсолютного нуля. Известно, что при  $T = 0$  тепловое движение молекул и атомов, входящих в молекулы, прекращается, а движение частиц внутри атомов продолжается. Так как абсолютное значение внутренней энергии методами термодинамики определить невозможно, то при термодинамическом анализе системы приходится иметь дело не с абсолютными значениями внутренней энергии, а с ее изменением в результате происходящих процессов.

В связи с этим для решения большинства термодинамических задач значения  $u_0$  не требуется и ее изменение обычно полагают равным нулю.

Внутреннюю кинетическую энергию можно разделить на следующие составляющие:

$$u_{\text{кин}} = u_{\text{пост}} + u_{\text{вр}} + u_{\text{кол}},$$

где  $u_{\text{пост}}$  – кинетическая энергия поступательного движения молекул;

$u_{\text{вр}}$  – кинетическая энергия вращательного движения молекул;

$u_{\text{кол}}$  – энергия колебательного движения ядер атомов молекулы относительно друг друга.

Таким образом, под внутренней энергией для идеальных газов понимают кинетическую энергию движения молекул и энергию колебательного движения атомов в молекулах, а для реальных газов, кроме того, и потенциальную составляющую энергии, связанную с наличием сил взаимодействия между молекулами и зависящую от расстояния между ними.

Поскольку кинетическая составляющая внутренней энергии определяется только температурой тела, а потенциальная составляющая при заданной температуре зависит еще от удельного объема (расстояния между молекулами) и давления (силы сцепления между молекулами), то полная внутренняя энергия является функцией трех параметров.

Так как  $u = f(p, q, T)$ , то внутренняя энергия является функцией состояния.

Удельную внутреннюю энергию обозначают  $u$  (Дж/кг), произведение  $u$  на массу газа  $m$  называют внутренней энергией  $U$  (Дж).

Удельная внутренняя энергия сложной системы равна сумме удельных внутренних энергий ее составляющих:

$$u = u_1 + u_2 + \dots + u_n = \sum_{i=1}^n u_i.$$

При изучении термодинамических процессов определяют изменение удельной внутренней энергии, вызванное изменением состояния рабочего тела (рис. 9, а):

$$\Delta u = u_2 - u_1,$$

где  $u_1$  и  $u_2$  – удельная внутренняя энергия соответственно в начальном и конечном состоянии.

Если рабочее тело совершает круговой процесс (рис. 9, б), то изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = 0.$$

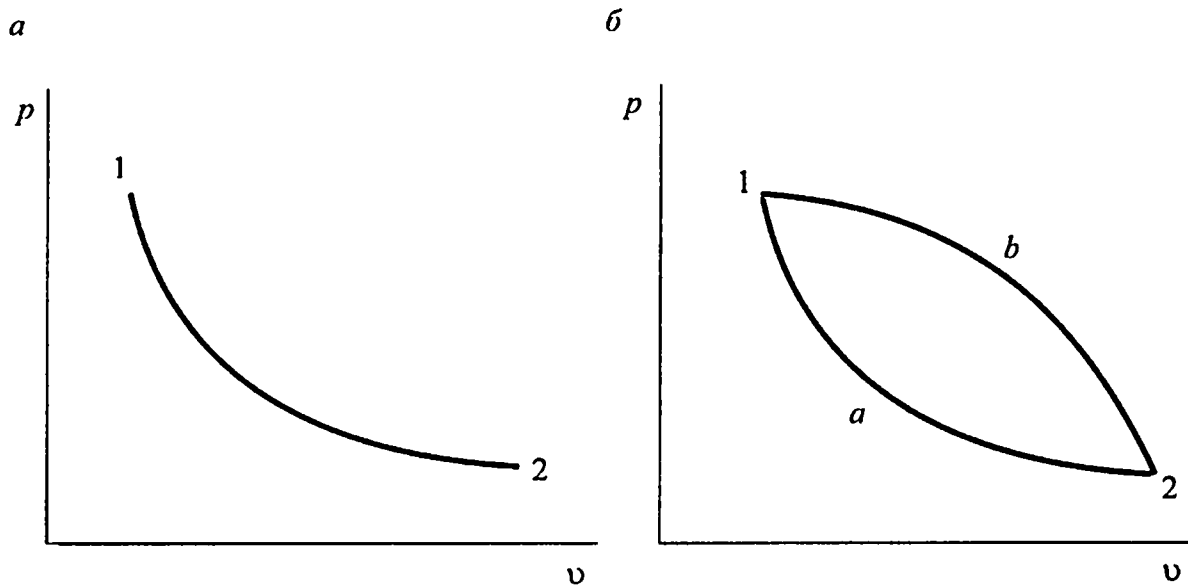


Рис. 9

### § 17. Теплота и энтропия

Теплота  $q$  не является функцией состояния, поэтому и  $\delta q = du + p dv$  не будет полным дифференциалом ( $\delta q$  представляет собой некоторую бесконечно малую величину). Для того чтобы проинтегрировать правую часть уравнения первого закона термодинамики  $\delta q = du + p dv$ , необходимо знать зависимость  $p$  от  $v$  (или  $p$  от  $T$ ). Математически было доказано, что дифференциальный двучлен всегда можно превратить в полный дифференциал путем его деления (или умножения) на интегрирующий делитель. Таким интегрирующим делителем для элементарного количества теплоты  $\delta q$  является абсолютная температура  $T$ .

Для идеального газа

$$\delta q = c_v dT + p dv.$$

Заменив  $p$  на  $RT/v$ , получим

$$\delta q = c_v dT + RT dv / v.$$

Разделив обе части последнего уравнения на  $T$ , имеем

$$\delta q / T = c_v dT / T + R dv / v. \quad (17)$$

Таким образом, выражение  $\delta q$  при обратимом изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции переменных  $T$  и  $v$  ( $c_v$  зависит только от температуры, а  $R$  – величина постоянная).

В термодинамике имеется еще одна функция состояния, которую называют *удельной энтропией*  $s$  (Дж/(кг·град)). Произведение  $s$  на массу газа  $m$  называют *энтропией*  $S$  (Дж/град).

Удельной энтропией называется функция состояния, дифференциал которой

$$ds = \delta q / T. \quad (18)$$

Дифференциал энтропии

$$dS = \delta Q / T. \quad (19)$$

Удельная энтропия есть однозначная функция состояния газа, принимающая для каждого его состояния вполне определенное значение. Она является экстенсивным (зависит от массы вещества) параметром состояния, и ее изменение в любом термодинамическом процессе определяется крайними (начальным и конечным) состояниями тела и не зависит от направления протекания процесса.

Удельная энтропия может быть определена как функция основных параметров состояния:

$$s = f_1(p, v) = f_2(p, T) = f_3(v, T).$$

Для вычисления изменения энтропии как функции  $T$  и  $v$  соотношение (17) представим в виде

$$ds = c_v dT / T + R dv / v. \quad (20)$$

Интегрируя уравнение (20) при  $c_v = \text{const}$ , для идеального газа имеем

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2 / T_1) + R \ln(v_2 / v_1). \quad (21)$$

Для вычисления изменения энтропии как функции  $T$  и  $p$  следует исключить  $v$  из уравнения (20), затем после дифференцирования уравнения Клапейрона получаем

$$pv = RT; \quad p dv + v dp = R dT; \quad dv / v = dT / T - dp / p.$$

Подставив значение  $dv / v$  в уравнение (20), имеем

$$ds = c_v dT / T + R dT / T - R dp / p = c_p dT / T - R dp / p.$$

Интегрируя последнее уравнение при  $c_p = \text{const}$ , находим

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2 / T_1) - R \ln(p_2 / p_1). \quad (22)$$

Для вычисления изменения удельной энтропии как функции  $p$  и  $v$  следует исключить  $T$  из уравнения (20). Выполнив те же операции, что и в предыдущем случае, получим

$$ds = c_v dv/v + c_v dp/p + R dv/v,$$

откуда

$$ds = (c_v + R) dv/v + c_v dp/p = c_p dv/v + c_v dp/p.$$

Интегрируя полученное уравнение, находим

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(v_2/v_1) + c_v \ln(p_2/p_1). \quad (23)$$

Учитывая, что изменение удельной энтропии тела не зависит от характера процесса, полученные уравнения (21)–(23) применимы как для обратимых, так и для необратимых процессов.

### § 18. $Ts$ -диаграмма. Графическое определение теплоты

Зависимость изменения удельной энтропии от удельного количества теплоты можно выразить уравнением (18), которое удобнее записать в виде

$$\delta q = T ds.$$

Элементарное количество подведенной (отведенной) удельной теплоты в равновесных процессах равно произведению термодинамической температуры на изменение удельной энтропии.

Если какой-либо процесс задан графически в координатах  $T-s$ , то и теплоту процесса легко найти графически. Такой метод широко применяется в термодинамическом анализе.

В координатах  $T-s$  (рис. 10, а, б), как и в координатах  $p-v$ , каждой точке на плоскости соответствует определенное термодинамическое состояние тела и, наоборот, любому состоянию тела соответствует определенная точка на плоскости. Равновесный процесс изменения состояния изображается кривой 1–2.

Удельная теплота процесса  $q_{1,2}$  может быть определена графически площадью под кривой процесса. Количество удельной теплоты находят аналитически путем интегрирования от начального ( $T_1, s_1$ ) до конечного ( $T_2, s_2$ ) состояния рабочего тела:

$$q_{1,2} = \int_1^2 T ds. \quad (24)$$



Поэтому  $Ts$ -диаграмму называют *тепловой (энтропийной)*.

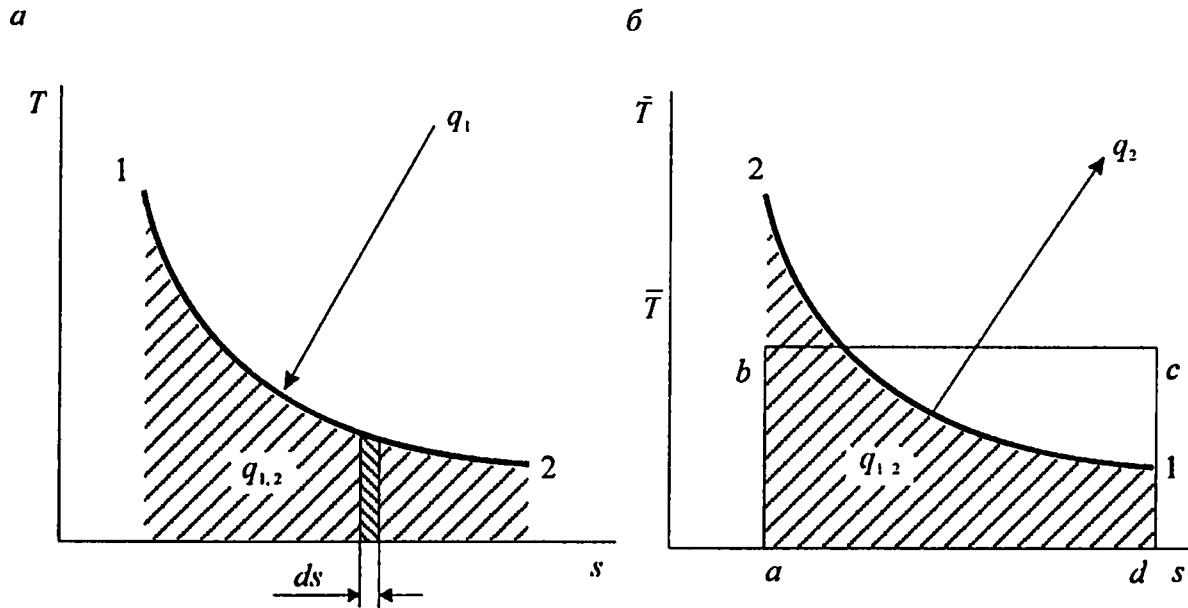


Рис. 10

Таким образом, *подводимое (или отводимое) количество теплоты  $q_{1,2}$*  зависит от вида процесса.

Тепловая диаграмма позволяет по направлению кривой процесса легко определить знак теплоты. Из уравнения  $\delta q = Tds$  видно, что  $\delta q$  и  $ds$  имеют одинаковые знаки. Следовательно, если удельная энтропия в процессе возрастает ( $ds > 0$ ), то теплота к рабочему телу подводится, т. е.  $\delta q > 0$  (рис. 10, а). Если удельная энтропия уменьшается (рис. 10, б), то удельная теплота отводится независимо от изменения температуры. Теплоту, подводимую в процессе, принято обозначать  $q_1$ , отводимую –  $q_2$ . Таким образом, увеличение или уменьшение температуры в процессе не позволяет судить о том, подводится или отводится теплота.

***Единственным признаком подвода или отвода теплоты в процессе является изменение энтропии.***

Следовательно, *энтропия* – физическая величина, изменение которой является признаком обмена энергией в форме теплоты в равновесных процессах.

В процессах подвода или отвода теплоты (кроме изотермического) температура рабочего тела изменяется, поэтому удельную теплоту определяют интегрированием формулы (24).

Для того чтобы найти удельное количество теплоты идеального цикла, удобно использовать среднюю температуру  $T$  подвода или отвода теплоты, умножив ее на приращение энтропии в процессе:

$$q_{1,2} = T(s_2 - s_1).$$

Величину  $T$  называют *средней термодинамической температурой*. Она равна отношению удельной теплоты, сообщаемой рабочему телу в процессе, к приращению его удельной энтропии:

$$T = q_{1,2} / (s_2 - s_1).$$

Графически она выражается высотой прямоугольника  $abcd$  (рис. 10, б), равновеликого площади  $a21d$ .

### § 19. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

Первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между удельным количеством теплоты, удельной деформационной работой и изменением удельной внутренней энергии.

Пусть 1 кг рабочего тела совершает некоторый процесс (рис. 11), на элементарном участке  $ab$  которого подводится бесконечно малое количество теплоты  $\delta q$ ; при этом температура и объем тела увеличиваются соответственно на бесконечно малые  $dT$  и  $d\upsilon$ .

С повышением температуры тела на  $dT$  увеличивается скорость молекул, а значит, и его внутренняя кинетическая энергия. С увеличением объема тела на  $d\upsilon$  увеличивается расстояние между молекулами, что связано с повышением его внутренней потенциальной энергии.

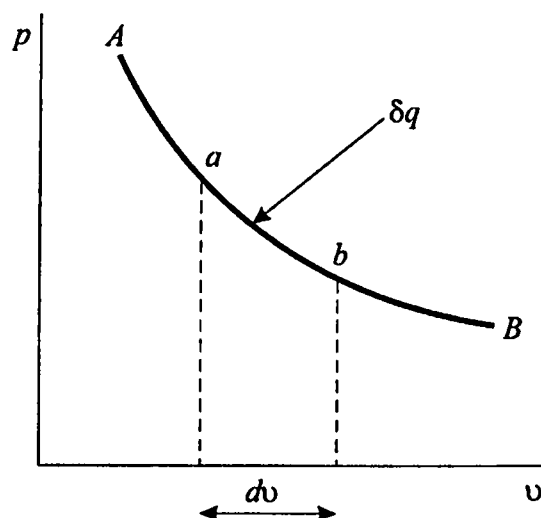


Рис. 11

Сумма изменений внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергии представляет собой полное изменение удельной внутренней энергии  $du$ .

При увеличении объема на  $\delta v$  тело совершает внешнюю работу по преодолению внешних сил, которую обозначают  $dl$ . Если в рабочем теле не происходит каких-либо других явлений и отсутствует кинетическая энергия видимого движения, то согласно закону сохранения энергии для элементарного процесса можно написать следующее уравнение:

$$du = \delta q - \delta l; \quad u_2 - u_1 = \int_1^2 \delta q - \int_1^2 \delta l = q_{1,2} - l_{1,2} \quad (25)$$

или для обратимых процессов

$$\delta q = du + p\delta v; \quad q_{1,2} = u_2 - u_1 + \int_1^2 p\delta v. \quad (26)$$

Таким образом, уравнение первого закона термодинамики для 1 кг рабочего тела можно представить в виде

$$q = l + \Delta u, \quad (27)$$

а для произвольно взятого количества вещества оно запишется следующим образом:

$$Q = L + \Delta U. \quad (28)$$

Полученные уравнения (25)–(28) являются математическим выражением *первого закона термодинамики*.

Таким образом, уравнение первого начала термодинамики имеет следующий смысл: *удельная теплота, подведенная к рабочему телу извне, расходуется на совершение удельной работы изменения объема и на изменение удельной внутренней энергии тела*.

Основное уравнение первого закона термодинамики как закона сохранения энергии было получено для процессов, в которых единственным видом работы является работа расширения  $p\delta v$ , но, строго говоря, оно является справедливым для любых систем.

## § 20. Уравнение первого закона термодинамики для потока

Для систем, перемещающихся в пространстве, уравнение первого закона термодинамики представляет собой частный случай общих уравнений (25) и (26).

Рассмотрим это уравнение для потока. При протекании газа через какой-либо участок канала 1–2 (рис. 12) на выталкивание 1 кг газа из аппа-

рата затрачивается работа, равная  $p_2 A_2 S_2$  или  $p_2 V_2$ . Эту работу поток производит против внешних сил, поэтому она считается положительной.

Работа, затрачиваемая над потоком в сечении 1–1 на вталкивание 1 кг газа в канал и равная  $p_1 A_1 S_1$  или  $p_1 V_1$ , считается отрицательной. Таким образом, на участке канала 1–2 совершается работа, равная алгебраической сумме работ  $p_2 V_2$  и  $p_1 V_1$ . Эта работа называется *работой проталкивания*:

$$l' = p_2 v_2 - p_1 v_1 \text{ или } \delta l' = d(pv).$$

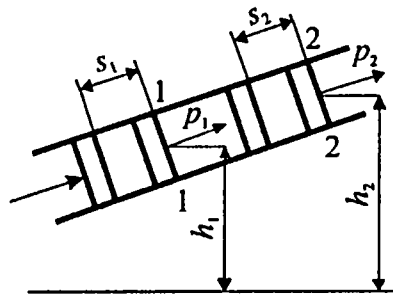


Рис. 12

Если кинетическая энергия рабочего тела в сечении 2–2 (скорость  $\omega_2$ ) больше кинетической энергии тела в сечении 1–1 (скорость  $\omega_1$ ), то изменение кинетической энергии потока определяется из известного соотношения механики

$$l_{\text{кин}} = \omega_2^2 / 2 - \omega_1^2 / 2 \text{ или } \delta l_{\text{кин}} = d\omega^2 / 2.$$

Это приращение внешней кинетической энергии потока в канале называется *располагаемой работой*.

Если сечения 1–1 и 2–2 расположены на разной высоте, то должна быть затрачена работа на подъем рабочего тела с высоты  $h_1$  на высоту  $h$  или работа на изменение внешней потенциальной энергии потока в канале, которая составляет

$$l_{\text{пот}} = g(h - h_1) \text{ или } \delta l_{\text{пот}} = d(gh).$$

В общем случае поток между сечениями канала 1–1 и 2–2 может совершать различные виды полезной работы в тепловых аппаратах (паровых и газовых турбинах, компрессорах, вентиляторах, дымососах и др.). Каждый из этих видов называют технической работой и обозначают  $l_{\text{техн}}$  или  $\delta l_{\text{техн}}$ .

При прохождении газа через канал затрачивается работа на преодоление сил трения о стенки канала. Обозначается эта работа  $l_{\text{тр}}$  или  $\delta l_{\text{тр}}$ .

Таким образом, работу, которую совершает поток рабочего тела, можно представить в виде

$$l_{1,2} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (\omega_2^2 / 2 - \omega_1^2 / 2) + g(h - h_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тр}}$$

или

$$\delta l = d(pv) + d\omega^2 / 2 + d(gh) + \delta l_{\text{техн}} + \delta l_{\text{тр}}.$$

Подставляя полученное значение работы в уравнение первого закона термодинамики (25), получаем

$$q_{1,2} = (u_2 - u_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (\omega_2^2 / 2 - \omega_1^2 / 2) + g(h - h_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тр}} \quad (29)$$

или в дифференциальной форме

$$\delta q = du + d(pv) + d\omega^2 / 2 + d(gh) + \delta l_{\text{техн}} + \delta l_{\text{тр}}.$$

Полученное уравнение первого закона термодинамики справедливо для любых рабочих тел, в частности для идеальных газов. Уравнения (25), (26), (29) описывают как обратимые, так и необратимые процессы.

Действительно, для необратимых процессов на преодоление сил трения затрачивается работа  $l_{\text{тр}}$ , которая полностью переходит в теплоту трения  $q_{\text{тр}}$ , поэтому  $q_{\text{тр}} = l_{\text{тр}}$  или  $\delta q_{\text{тр}} = \delta l_{\text{тр}}$ . Тогда

$$\delta q + \delta q_{\text{тр}} = du + d(pv) + d\omega^2 / 2 + d(gh) + \delta l_{\text{техн}} + \delta l_{\text{тр}}.$$

В последнем уравнении  $\delta q_{\text{тр}}$  и  $\delta l_{\text{тр}}$  взаимно уничтожаются, и уравнение первого закона термодинамики для необратимых процессов принимает вид

$$\delta q = du + d(pv) + d\omega^2 / 2 + d(gh) + \delta l_{\text{техн}}. \quad (30)$$

Если из уравнения (30) выразить величину работы  $p dv$ , то становится очевидно, что все виды работ совершаются за счет работы расширения рабочего тела:

$$p dv = d(pv) + d\omega^2 / 2 + d(gh) + \delta l_{\text{техн}}.$$

## § 21. Энтальпия

В технической термодинамике и прикладной теплотехнике широко применяют физическую величину, которая называется энтальпией.

**Энтальпия  $I$  (Дж)** – полная энергия рабочего тела в потоке, зависящая от термодинамического состояния тела и представляющая собой сумму внутренней  $U$  и потенциальной энергии  $pV$ :

$$I = U + pV.$$

*Удельная энтальпия  $i$  (Дж/кг) – отношение энтальпии к массе тела*

$$i = I/m = u + p\nu$$

или в дифференциальной форме

$$di = du + d(p\nu).$$

Поскольку удельная энтальпия представляет собой сумму двух функций состояния  $u$  и  $p\nu$ , она также является функцией состояния и определяется, как и внутренняя энергия, двумя параметрами состояния, например давлением  $p$  и температурой  $T$ :

$$i = f(p, T).$$

Если взять в качестве независимых параметров давление  $p$  и температуру  $T$ , то для обратимых процессов можно получить другой вид аналитического выражения первого закона термодинамики:

$$\delta q = du + p\nu = du + d(p\nu) - \nu dp = d(u + p\nu) - \nu dp,$$

откуда

$$\delta q = di - \nu dp \quad (31)$$

или

$$q_{1,2} = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} \nu dp. \quad (32)$$

При  $p = \text{const}$  уравнение (32) принимает вид

$$q_p = i_2 - i_1.$$

*В процессе, протекающем при постоянном давлении, приращение удельной энтальпии равно удельной теплоте процесса, поэтому удельную теплоту процесса называют также удельным теплосодержанием рабочего тела. Примерами таких процессов являются подвод теплоты к воде и пару в котлоагрегате, к воздуху в воздухоподогревателе.*

Из уравнения (32) видно, что удельная энтальпия больше внешней теплоты на величину располагаемой работы  $\nu dp$ .

Изменение удельной энтальпии определяется начальным и конечным состояниями рабочего тела и не зависит от промежуточных состояний. Изменение энтальпии в круговых процессах (циклах)  $\oint di = 0$ .

Энтальпия идеального газа, так же как и внутренняя энергия, является функцией температуры и не зависит от других параметров. Действительно, для идеального газа

$$i = u(T) + p\nu = u(T) + RT.$$

Следовательно,  $i = f(T)$ .

## § 22. Теплоемкость газов. Виды теплоемкостей и связь между ними

**Удельная теплоемкость** является термодинамическим параметром. Она соответствует элементарному количеству теплоты  $\delta q$ , которое нужно сообщить или отнять от количества вещества (1 кг, 1 м<sup>3</sup>, 1 моль), чтобы изменить его температуру  $dT$  на 1 град:

$$c = \delta q / dT. \quad (33)$$

В зависимости от количества вещества различают теплоемкость *массовую*  $c$  (Дж/(кг·град)), *объемную*  $c'$  (Дж/(м<sup>3</sup>·град)) и *молярную*  $c_M$  (Дж/(моль·град)). Между ними существуют следующие соотношения:

$$c = c_M / M; \quad c' = c_M / 22,4; \quad c' = c\rho,$$

где  $M$  – молярная масса, кг/моль;

$\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>.

Теплоемкость газов в большей степени зависит от условий, при которых происходят процессы их нагревания или охлаждения. В технике наиболее важную роль играют процессы, протекающие при постоянных объеме (изохорный процесс) и давлении газа (изобарный процесс). В зависимости от характера протекания процесса различают теплоемкость *при постоянном объеме* ( $c_v$  – массовая изохорная теплоемкость,  $c'_v$  – объемная изохорная,  $c_{Mv}$  – молярная изохорная) и теплоемкость *при постоянном давлении* ( $c_p$  – массовая изобарная теплоемкость,  $c'_p$  – объемная изобарная,  $c_{Mp}$  – молярная изобарная).

Для изменения температуры одного и того же количества газа на 1 град требуется различное количество теплоты. Это зависит от того, будет ли находиться газ при постоянном давлении или постоянном объеме. **Изобарная теплоемкость  $c_p$  всегда больше изохорной  $c_v$** , так как для нагрева 1 кг газа на 1 град при  $p = \text{const}$  часть энергии расходуется на совершение работы, обусловленной расширением газа.

Количественное соотношение между  $c_p$  и  $c_v$  можно выразить с помощью **уравнения Майера**:

$$c_p - c_v = R. \quad (34)$$

Если обе части уравнения умножим на молярную массу газа  $M$ , получим

$$c_{Mp} - c_{Mv} = R_M,$$

где  $R$  – удельная газовая постоянная, Дж/(кг·град);

$R_M$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·град).

### § 23. Истинная и средняя теплоемкости. Зависимость теплоемкости от температуры

Теплоемкость идеальных газов зависит от температуры, атомности газа и характера протекания процесса, теплоемкость реальных газов – от их природных свойств, характера протекания процесса, температуры и давления.

В технической термодинамике различают истинную и среднюю теплоемкости.

**Истинной** теплоемкостью  $c$  называется отношение элементарного количества теплоты, сообщаемой термодинамической системе в каком-либо процессе, к бесконечно малой разности температур:

$$c = \lim_{dt \rightarrow 0} \delta q / dT.$$

Значения истинных теплоемкостей различных газов находят по таблицам теплоемкостей для конкретных газов при определенном значении температуры.

Зависимость теплоемкости от температуры  $t$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) можно представить в виде полинома третьей степени (рис. 13)

$$\bar{c} = a + bt + dt^2 + et^3,$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $d$ ,  $e$  – постоянные для каждого газа величины, определяемые на основании экспериментальных или теоретических данных. Величина  $a$  есть истинное значение теплоемкости при  $0^{\circ}\text{C}$ ,  $b$  – тангенс угла наклона прямой, характеризующей изменение теплоемкости от температуры.

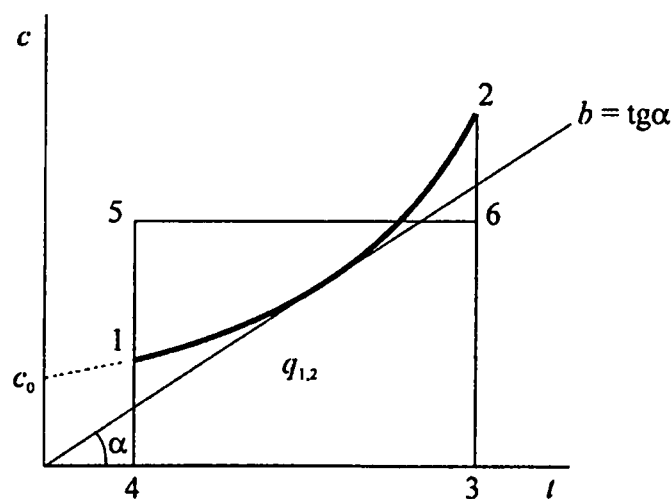


Рис. 13

В практических расчетах при определении количества теплоты, подведенной или отведенной в процессе, используют средние теплоемкости.



Средней теплоемкостью  $\bar{c}$  данного процесса в интервале температур от  $T_1$  до  $T_2$  называют отношение количества теплоты  $q_{1,2}$  к конечной разности температур

$$\bar{c} = \frac{q_{1,2}}{t_2 - t_1}.$$

Из рис. 13 видно, что величина средней теплоемкости  $\bar{c}$  графически представлена высотой прямоугольника 3456, площадь которого равна площади 1234.

Способы определения средней теплоемкости приведены в § 26.

#### § 24. Отношение теплоемкостей $c_p$ и $c_v$

В термодинамике часто используется отношение теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме, обозначаемое  $k$ :

$$k = c_p / c_v = c_p' / c_v' = c_{Mp} / c_{Mv}. \quad (35)$$

Величина  $k$  определяется числом степеней свободы молекулы и является показателем адиабаты.

Если принять теплоемкость за постоянную величину, получим:

- для одноатомных газов  $k = 1,66$ ;
- для двухатомных газов  $k = 1,41$ ;
- для трех- и многоатомных газов  $k = 1,33$ .

Выразим теплоемкости  $c_p$  и  $c_v$  через удельную газовую постоянную  $R$  и показатель адиабаты  $k$ . Из уравнения Майера (34) и отношения теплоемкостей (35) получим

$$c_p = R + c_v; \quad \frac{R + c_v}{c_v} = k; \quad \frac{R}{c_v} = k - 1.$$

Таким образом, соотношения между теплоемкостями  $c_p$ ,  $c_v$ , газовой постоянной  $R$  и показателем адиабаты  $k$  выражаются следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} c_v &= \frac{R}{k-1}; \\ c_p &= \frac{kR}{k-1}. \end{aligned} \quad (36)$$

Вторая зависимость получена путем подстановки уравнения (36) в (35).

## § 25. Пределы измерения теплоемкости. Знак теплоемкости

Значения теплоемкостей могут находиться в интервале от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

В адиабатном процессе, где отсутствует теплообмен с окружающей средой ( $\delta q = 0$ ),  $c = \delta q / dT = 0$ . В изотермическом процессе при  $dT = 0$   $c = \pm\infty$ .

Знак теплоемкости определяем по формуле (33), полагая, что подведенная к рабочему телу теплота является положительной, а отведенная от него – отрицательной.

На тепловой диаграмме (рис. 14, а) показан произвольный процесс изменения состояния рабочего тела. Поскольку энтропия в процессе увеличивается ( $\Delta s > 0$ ), то теплота подводится, а значит, имеет положительный знак ( $+\delta q$ ), и температура падает, т. е.  $dT < 0$ . Таким образом, в соответствии с формулой  $c = \delta q / dT$  знак теплоемкости отрицательный.

Из рассмотрения тепловой диаграммы на рис. 14, б можно сделать вывод о том, что теплота в данном процессе отводится ( $-\delta q$ ), температура падает ( $dT < 0$ ), знак теплоемкости положительный.

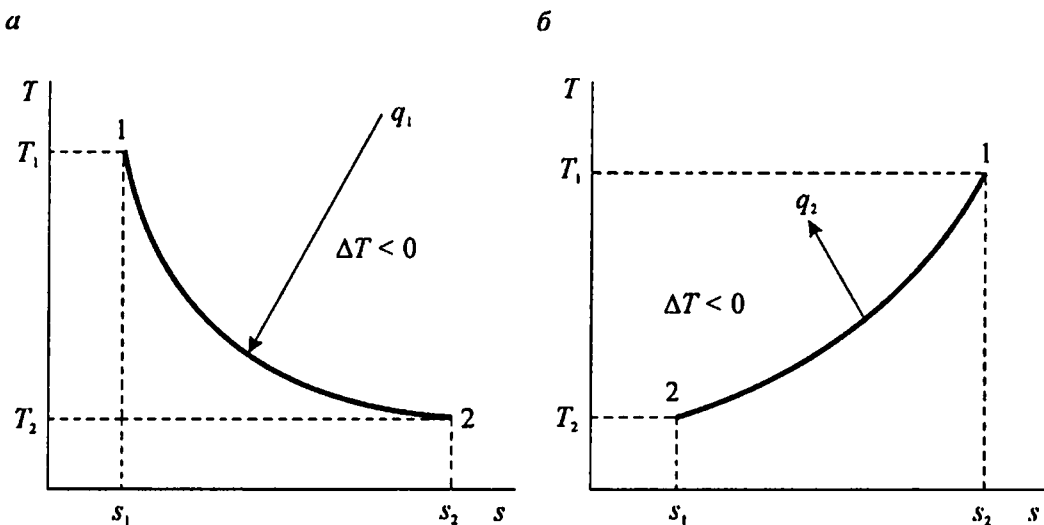


Рис. 14

## § 26. Определение количества теплоты для идеальных газов по таблицам теплоемкостей

Часто при решении термодинамических задач необходимо определять количество теплоты, которое нужно подвести в изобарном и изохорном процессах для нагревания 1 кг газа в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ :

$$q_{p_{1,2}} = \bar{c}_{p_{t_2}} - \bar{c}_{p_{t_1}} = i_2 - i_1;$$

$$q_{v_{1,2}} = \bar{c}_{v_{t_2}} - \bar{c}_{v_{t_1}} = u_2 - u_1.$$

Если в процессе используется газ массой  $m$  (кг) или объемом  $V_n$  (м<sup>3</sup>), то количество теплоты определяется по формулам:

$$Q_{p1,2} = m(\bar{c}_{p12} - \bar{c}_{p1}) = V_n(\bar{c}'_{p12} t_2 - \bar{c}'_{p1} t_1);$$

$$Q_{v1,2} = m(\bar{c}_{v12} - \bar{c}_{v1}) = V_n(\bar{c}'_{v12} t_2 - \bar{c}'_{v1} t_1),$$

где  $\bar{c}_{v1}; \bar{c}_{v2}; \bar{c}_{p1}; \bar{c}_{p2}; \bar{c}'_{v1}; \bar{c}'_{v2}; \bar{c}'_{p1}; \bar{c}'_{p2}$  – соответственно удельные средние массовые и объемные теплоемкости, измеренные в изохорном и изобарном процессах в пределах температур от 0 °С до  $t_1$  и от 0 °С до  $t_2$ .

По табл. 5–12 приложения [4] и по табл. 3–8 приложения [3] находим объем, занимаемый газом при нормальных физических условиях,  $V_n$  (м<sup>3</sup>).

Приведение объема к нормальным условиям производится по выражению

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_n V_n}{T_n},$$

где  $p_n = 101\,325$  Па;

$T_n = 273,15$  К – давление и температура, соответствующие нормальным условиям;

$p, V, T$  – параметры состояния газа.

Таким образом, решение задачи сводится к определению *средней теплоемкости  $\bar{c}$  в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$* .

Существует три способа определения среднего значения теплоемкости:

1. При нелинейной зависимости истинной теплоемкости от температуры, когда  $\bar{c} = a + bt + dt^2 + et^3$ , при изменении температуры от  $t_1$  до  $t_2$  средняя теплоемкость рассчитывается по формуле

$$\bar{c}|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{t_2} t_2 - c_{t_1} t_1}{t_2 - t_1}.$$

2. В теплотехнических расчетах нелинейную зависимость  $\bar{c}$  от температуры часто заменяют близкой к ней линейной зависимостью. В этом случае истинная теплоемкость

$$\bar{c} = a + bt,$$

а средняя теплоемкость при изменении температуры от  $t_1$  до  $t_2$  определяется по интерполяционным формулам (табл. 40, 41 [4]) вида

$$\bar{c}|_{t_1}^{t_2} = a + b \frac{t_1 + t_2}{2}.$$

Для средней теплоемкости в пределах температур от 0 °С до  $t$  эта формула принимает вид

$$c|_0^t = a + bt/2.$$

3. В ряде задач допускается не учитывать зависимость теплоемкости от температуры, а предлагается считать теплоемкость в процессе величиной постоянной, т. е.  $\bar{c} = \text{const}$ .

В этом случае среднее значение теплоемкости в процессе определяют по формулам:

$$c_p = c_{Mp} / M; \quad c_v = c_{Mv} / M,$$

где  $M$  – молярная масса газа, кг/кмоль;

$c_{Mp}$  и  $c_{Mv}$  – приближенные значения молярных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме (см. таблицу, приведенную ниже).

Газ	Теплоемкость, кДж/(кмоль·град)	
	$c_{Mv}$	$c_{Mp}$
Одноатомный	12,56	20,93
Двухатомный	20,93	29,31
Трех- и многоатомный	29,31	37,68

## § 27. Теплоемкость и энтропия газа. Связь между ними

Согласно определению теплоемкость можно записать в виде формулы

$$c = \delta q / dT.$$

Изменение энтропии в процессе

$$ds = \delta q / T.$$

Решая совместно эти уравнения, получаем

$$cdT = Tds.$$

Таким образом,

$$ds = c \frac{dT}{T}. \quad (37)$$

Интегрируя уравнение (37), установим логарифмическую зависимость между теплоемкостью и энтропией

$$\Delta s_{1,2} = \bar{c} \ln(T_2 / T_1).$$

В изохорном процессе эта зависимость запишется в виде

$$\Delta s_{1,2} = \bar{c}_v \ln(T_2 / T_1) = \bar{c}_v \ln(p_2 / p_1),$$

в изобарном процессе – в виде

$$\Delta s_{1,2} = \bar{c}_p \ln(T_2 / T_1) = \bar{c}_p \ln(v_2 / v_1).$$

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

### § 28. Постановка задачи исследования процессов

Первый закон термодинамики устанавливает взаимосвязь между количеством теплоты, изменением внутренней энергии и внешней работой газа, причем количество теплоты, подводимое к телу или отводимое от него, зависит от характера процесса.

К основным процессам, имеющим большое значение для теоретических исследований, относятся: *изохорный*, протекающий при постоянном объеме; *изобарный*, протекающий при постоянном давлении; *изотермический*, протекающий при постоянной температуре; *адиабатный*, протекающий при отсутствии теплообмена с окружающей средой.

Кроме того, существуют процессы, являющиеся при определенных условиях обобщающими для основных процессов. Эти процессы называются *политропными* и характеризуются постоянством теплоемкости.

Для всех процессов устанавливается общий алгоритм исследования:

1. Находят уравнение процесса.
2. Изображают процесс в координатах  $p-v$  и  $T-s$ .
3. Устанавливают соотношение между основными параметрами состояния рабочего тела в начале и конце процесса.
4. Определяют количество теплоты, участвующее в процессе, работу, изменение объема, изменения удельных внутренней энергии, энтальпии и энтропии.
5. Записывают уравнение первого закона термодинамики для данного процесса.

*Рассматриваемые процессы будем считать обратимыми. В этом случае требуется рассмотреть три функции состояния ( $\Delta u$ ,  $\Delta i$ ,  $\Delta s$ ), изменение которых не зависит от характера процесса, и две функции процесса ( $q_{1,2}$ ,  $l_{1,2}$ ), значения которых зависят от вида кривой процесса. Таким образом, формулы для вычисления удельных количеств теплоты и работы различаются для каждого процесса, а выражения для вычисления изменений удельных внутренней энергии, энтальпии, энтропии через параметры состояния начала и конца процесса являются общими для всех процессов.*

## § 29. Приращение внутренней энергии, энтальпии и энтропии

Так как удельные внутренняя энергия и энтальпия являются функциями состояния, их приращения определяются двумя начальными и конечными параметрами состояния рабочего тела.

Для идеального газа удельные  $\Delta u$  и  $\Delta i$  являются функциями только одного параметра – температуры, поэтому и их приращения зависят только от изменения температур и определяются простыми зависимостями:

$$du = \bar{c}_v dT \text{ и } di = \bar{c}_p dT.$$

При постоянной теплоемкости

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1), \quad (38)$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_2 - T_1), \quad (39)$$

где  $\bar{c}_v$  и  $\bar{c}_p$  – средние изохорная и изобарная удельные теплоемкости.

Приращение удельной энтропии идеального газа определяется по формулам:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \bar{c}_v \ln(T_2 / T_1) + R \ln(v_2 / v_1), \quad (40)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \bar{c}_p \ln(T_2 / T_1) - R \ln(p_2 / p_1). \quad (41)$$

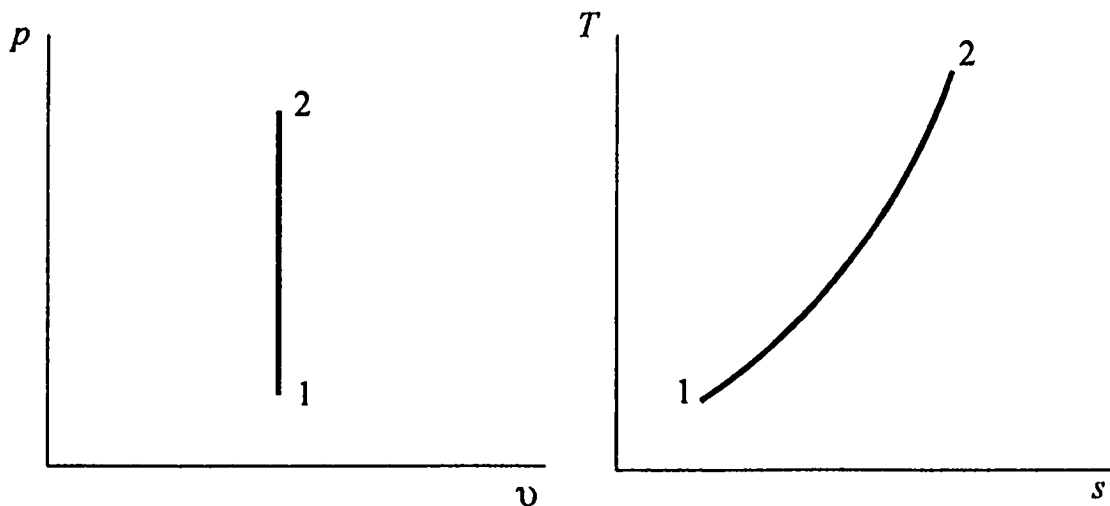
## § 30. Изохорный процесс

Процесс, протекающий при постоянном объеме, называется *изохорным*, кривая процесса – *изохорой*.

В соответствии с алгоритмом исследования получаем:

1. Уравнение процесса  $v = \text{const}$ .

2. Процесс в координатах  $p$ – $v$  изображается вертикальной прямой, в координатах  $T$ – $s$  – логарифмической кривой (см. рисунок).



3. Применяя уравнение Клапейрона для начального и конечного состояний, имеем

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

Разделив почленно второе уравнение на первое, находим соотношение параметров в изохорном процессе, которое подчиняется *закону Шарля*:

$$p_2 / p_1 = T_2 / T_1.$$

Таким образом, *при постоянном объеме давление газа изменяется прямо пропорционально абсолютным температурам.*

4. В изохорном процессе  $dv = 0$ , следовательно, и  $\delta l = p dv = 0$ . Отсюда удельная работа также равна нулю:

$$l_{1,2} = 0.$$

Из определения удельной теплоемкости (см. § 21) имеем

$$\delta q_v = \bar{c}_v dT \text{ и } q_{1,2} = \bar{c}_v (T_2 - T_1) = u_2 - u_1.$$

Изменение удельной энтропии в соответствии с формулами (40) и (41)

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \bar{c}_v \ln(T_2 / T_1) = \bar{c}_v \ln(p_2 / p_1).$$

Изменение удельных внутренней энергии и энтальпии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1),$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_2 - T_1).$$

5. Уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса примет вид

$$q = \Delta u.$$

Таким образом, *вся удельная теплота, подводимая в изохорном процессе, затрачивается на изменение удельной внутренней энергии.*

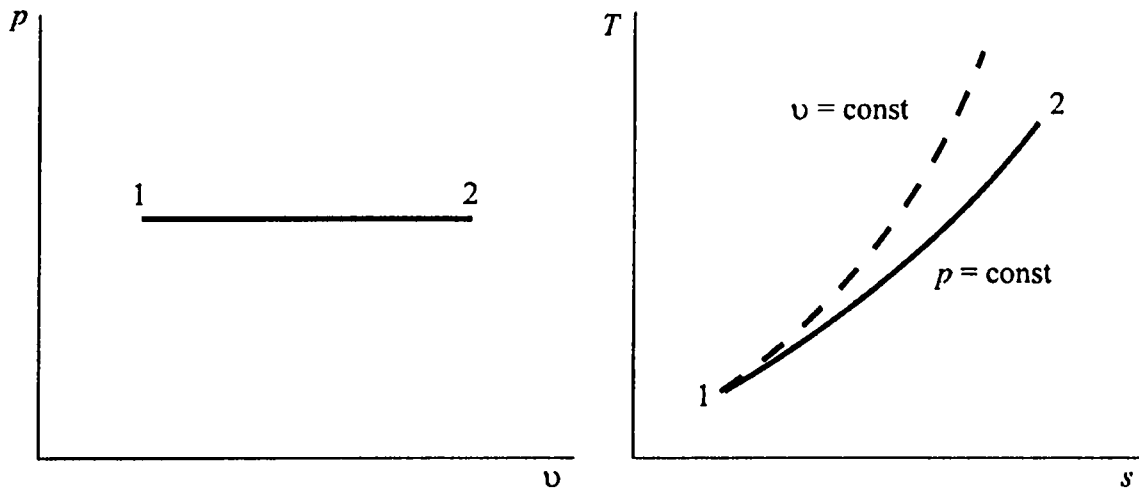
### § 31. Изобарный процесс

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется *изобарным*, кривая процесса – *изобарой*.

В соответствии с алгоритмом исследования получаем:

1. Уравнение процесса  $p = \text{const}$ .

2. Процесс в координатах  $p-v$  изображается горизонтальной прямой, в координатах  $T-s$  – логарифмической кривой (см. рисунок).



3. Применив уравнение Клапейрона к начальному и конечному состояниям и разделив одно уравнение на другое, получим соотношение параметров в процессе, которое подчиняется *закону Гей-Люссака*:

$$v_1 / v_2 = T_1 / T_2.$$

Таким образом, *в изобарном процессе объемы одного и того же количества газа пропорциональны абсолютным температурам.*

При расширении газа его температура возрастает, при сжатии – уменьшается.

4. Удельная работа изменения объема

$$l_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1),$$

или в соответствии с уравнением Клапейрона

$$l_{1,2} = R(T_2 - T_1).$$

Удельное количество теплоты, сообщенное телу в процессе:

$$q_{1,2} = \int_{T_1}^{T_2} \bar{c}_p dT = \bar{c}_p (T_2 - T_1) = i_2 - i_1.$$

Изменение удельных внутренней энергии и энтальпии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1),$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_2 - T_1).$$

Изменение удельной энтропии

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \bar{c}_p \ln(T_2 / T_1) = \bar{c}_p \ln(v_2 / v_1).$$



5. Уравнение первого закона термодинамики для изобарного процесса примет вид

$$q = l + \Delta u.$$

Таким образом, *удельная теплота, подводимая в изобарном процессе, затрачивается на совершение внешней работы и на изменение удельной внутренней энергии.*

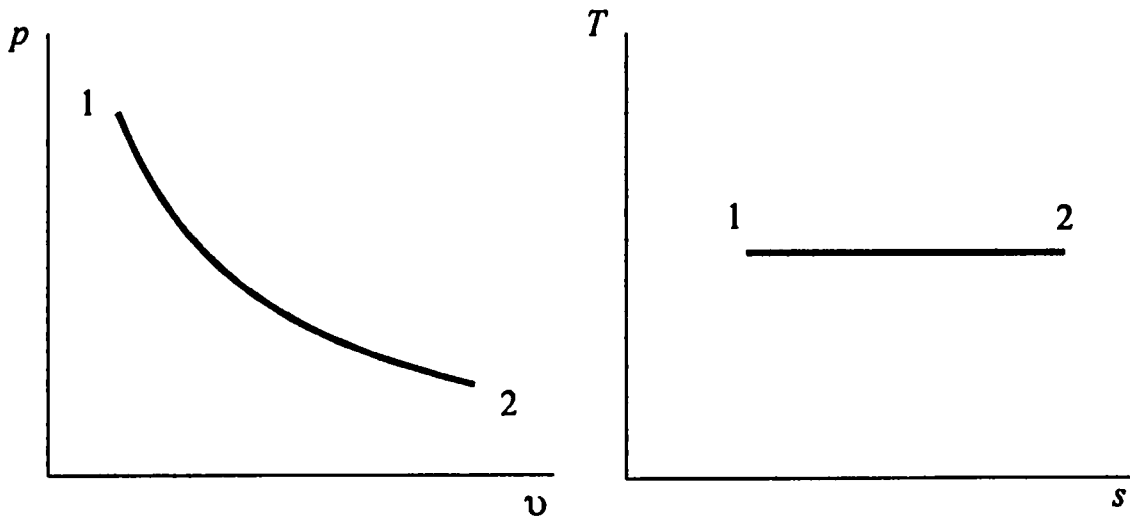
### § 32. Изотермический процесс

Процесс, протекающий при постоянной температуре, называется *изотермическим*, кривая процесса – *изотермой*.

В соответствии с алгоритмом исследования получаем:

1. Уравнение процесса  $T = \text{const}$ . Поскольку  $RT$  – величина постоянная, то уравнение процесса можно вывести из уравнения Клапейрона (см. § 7):  $p\nu = \text{const}$ .

2. Процесс в координатах  $p$ – $\nu$  изображается равнобокой гиперболой (симметричной относительно осей координат), в координатах  $T$ – $s$  – горизонтальной прямой (см. рисунок).



3. Соотношение параметров в процессе подчиняется *закону Бойля – Мариотта*:

$$p_1 / p_2 = \nu_2 / \nu_1.$$

Таким образом, *в изотермическом процессе удельные объемы газа обратно пропорциональны его давлениям.*

4. Удельную работу изменения объема определяем по формуле

$$l_{1,2} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu = p(\nu_2 - \nu_1).$$

Заменяя в этой формуле  $p$  на  $RT/v$  (из уравнения Клапейрона) и проинтегрировав ее, получим

$$l_{1,2} RT \ln(v_2 / v_1).$$

Исходя из уравнения Клапейрона и соотношения параметров в изотермическом процессе, работу процесса можно представить иначе:

$$l_{1,2} RT \ln(p_1 / p_2) = p_1 v_1 \ln(v_2 / v_1) = p_1 v_1 \ln(p_1 / p_2).$$

Так как температура в изотермическом процессе остается неизменной, удельные внутренняя энергия и энтальпия также не изменяются, т. е. их приращения равны нулю:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1) = 0,$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_2 - T_1) = 0.$$

Изменение удельной энтропии вычисляем по формуле

$$\Delta s = s_2 - s_1 = R \ln(v_2 / v_1) = R \ln(p_1 / p_2) = q_{1,2} / T.$$

5. Уравнение первого закона термодинамики для изотермического процесса примет вид

$$q = l.$$

Таким образом, в изотермическом процессе вся подведенная теплота преобразуется в работу расширения, а в случае сжатия идеального газа вся затраченная работа преобразуется в теплоту, отводимую от него.

Аналитически величину удельной теплоты можно определить по формулам для определения работы процесса.

### § 33. Адиабатный процесс

Процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой, называется *адиабатным*, кривая процесса – *адиабатой*.

В соответствии с алгоритмом исследования получаем:

1. Уравнение процесса  $p v^k = \text{const}$ .

В адиабатном процессе произведение давления на объем газа в степени  $k$  есть величина постоянная. Поскольку единственным признаком подвода или отвода теплоты в процессе является изменение энтропии  $\Delta s$ , то  $s = \text{const}$  можно также назвать уравнением процесса. В связи с этим процесс часто называют *изоэнтропийным*.

Величину  $k$  называют *показателем адиабаты*.

Показатель адиабаты для случая  $c_v = \text{const}$  можно легко определить с помощью кинетической теории газов:

– для одноатомных газов

$$k = c_{Mp} / c_{Mv} = 20,79/12,47 = 1,66;$$

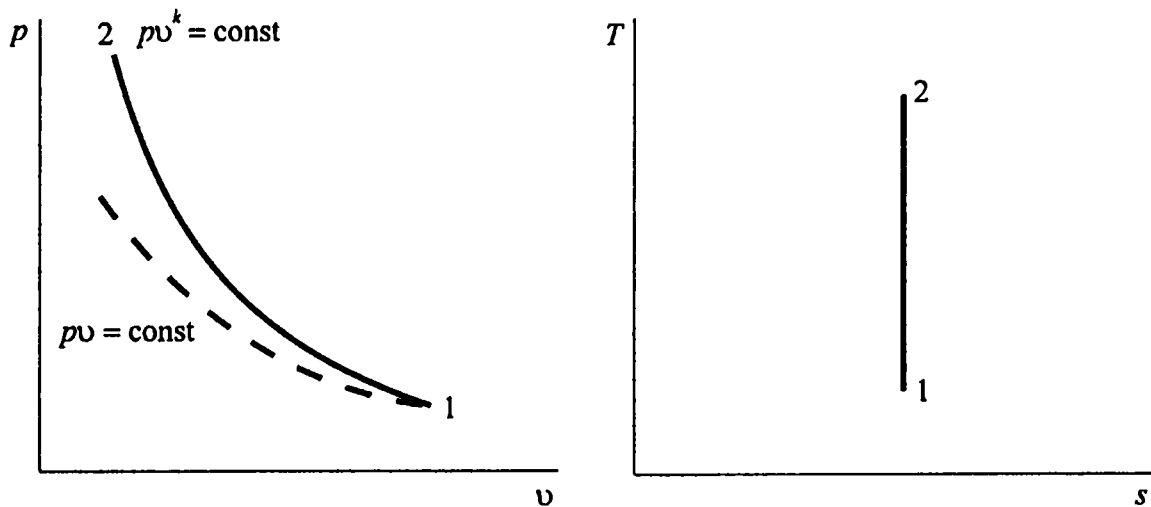
– для двухатомных газов

$$k = c_{Mp} / c_{Mv} = 29,10/20,79 = 1,41;$$

– для многоатомных газов

$$k = c_{Mp} / c_{Mv} = 33,25/24,94 = 1,33.$$

2. Адиабата в координатах  $p$ – $v$  принадлежит к семейству неравнобоких гиперболических кривых. Так как  $k > 1$ , то адиабата, представленная уравнением  $p v^k = \text{const}$ , будет круче, чем изотерма  $p v = \text{const}$ . На  $Ts$ -диаграмме адиабата изображается прямой, перпендикулярной оси энтропий. При сжатии газа вследствие увеличения удельной внутренней энергии температура повышается и адиабата направлена вверх, при его расширении температура падает и прямая процесса направлена вниз (см. рисунок).



3. Из уравнения адиабаты следует, что

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^k \text{ и } v_2 / v_1 = (p_1 / p_2)^{1/k}.$$

Если эти соотношения параметров тела подставить в уравнение состояния для крайних точек процесса  $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)$ , то после соответствующих преобразований получаем

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1}; \quad T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}.$$

4. Удельную работу изменения объема, совершаемую телом над окружающей средой при равновесном адиабатном процессе, можно вычислить по уравнению

$$l_{1,2} = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k-1}.$$

В адиабатном процессе  $\Delta s = 0$ , следовательно,  $q_{1,2} = 0$ .

Изменения удельных внутренней энергии и энтальпии:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v(T_2 - T_1),$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p(T_2 - T_1).$$

5. Уравнение первого закона термодинамики для адиабатного процесса примет вид

$$l = -\Delta u \text{ или } -l = \Delta u.$$

Таким образом, *удельная работа изменения объема в адиабатном процессе совершается за счет убыли удельной внутренней энергии тела.*

### § 34. Политропные процессы

**Политропный процесс** – это процесс изменения состояния идеального газа, характеризуемый постоянной теплоемкостью  $c_n$ , называемой *политропной*. Линию процесса называют *политропой*.

Из определения политропного процесса следует, что основные термодинамические процессы – изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный являются частными случаями политропного.

Условие постоянства удельной теплоемкости означает, что количественное распределение теплоты между внутренней энергией и работой изменения объема в политропном процессе остается неизменным; в этом заключается его главная особенность.

Запишем уравнение первого начала термодинамики в безразмерном виде (в относительных величинах), разделив обе части уравнения на  $\delta q$ :

$$1 = \frac{du}{\delta q} + \frac{\delta l}{\delta q},$$

и обозначим  $\chi = du / \delta q$ . Величина  $\chi$  равна доле теплоты, расходуемой на изменение внутренней энергии, и характеризует распределение теплоты между внутренней энергией и работой в политропном процессе.

Доля теплоты, идущая на работу изменения объема, равна:

$$\delta l / \delta q = (1 - \chi).$$

Следовательно,  $\chi$  в процессе не меняется и определяется из выражения

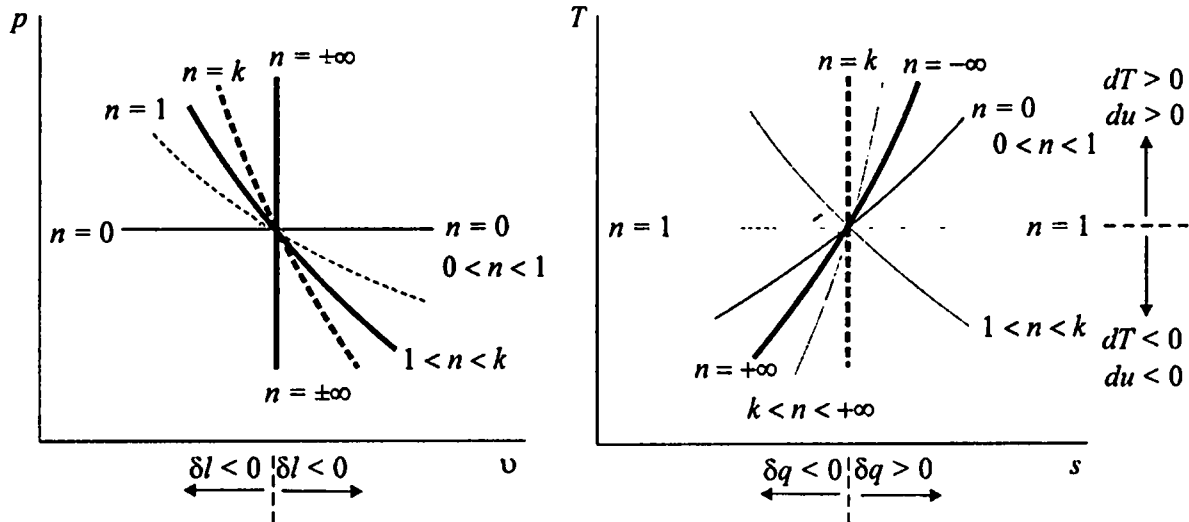
$$\chi = \frac{n-1}{n-k}.$$

В соответствии с алгоритмом исследования получаем:

1. Уравнение процесса  $p v^n = \text{const}$ .

Таким образом, в политропном процессе произведение давления на объем газа в степени  $n$  есть величина постоянная. Величину  $n$  называют показателем политропы, который может принимать значения от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

2. Политропный процесс на  $p v$ - и  $T s$ -диаграммах изображается кривой, расположение которой зависит от показателя  $n$  (см. рисунок).



3. Поскольку уравнение политропы отличается от уравнения адиабаты только значением показателя  $n$ , то, очевидно, все соотношения между основными параметрами могут быть представлены формулами, аналогичными формулам адиабатного процесса:

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^n; \quad v_2 / v_1 = (p_1 / p_2)^{1/n};$$

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1}; \quad T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(n-1)/n}.$$

Удельную политропную теплоемкость  $c_n$  определяем по формуле

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}, \quad (42)$$

откуда

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (43)$$

Уравнение (42) позволяет определить удельную теплоемкость политропного процесса для каждого значения  $n$ .

Если в уравнение (43) подставить значения  $n$  для частных случаев, то получим удельные теплоемкости:

– изохорного процесса

$$n = \pm\infty, \quad c_n = c_v;$$

– изобарного процесса

$$n = 0, \quad c_n = c_p;$$

– изотермического процесса

$$n = 1, \quad c_n = \pm\infty;$$

– адиабатного процесса

$$n = k, \quad c_n = 0.$$

4. Уравнение удельной работы изменения объема, совершаемой телом в политропном процессе, аналогично уравнению в адиабатном процессе:

$$l_{1,2} = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}.$$

Изменение удельной внутренней энергии газа и удельное количество теплоты в политропном процессе определяют по формулам:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \bar{c}_v(T_2 - T_1);$$

$$q_{1,2} = \bar{c}_n(T_2 - T_1) = \bar{c}_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1).$$

Если количество теплоты, участвующей в процессе, известно, то работа также может быть вычислена по формуле

$$l = \frac{k-1}{k-n} q,$$

и наоборот, если известна работа процесса, то теплота

$$q = l \frac{k-n}{k-1}.$$

Изменение удельной энтальпии в политропном процессе

$$\Delta i = i_2 - i_1 = \bar{c}_p(T_2 - T_1).$$

Значение показателя политропы  $n$  в любом политропном процессе может быть определено по координатам двух любых точек процесса:

$$n = \frac{\lg(p_1 / p_2)}{\lg(v_2 / v_1)}; \quad n-1 = \frac{\lg(T_2 / T_1)}{\lg(v_1 / v_2)}; \quad \frac{n-1}{n} = \frac{\lg(T_2 / T_1)}{\lg(p_2 / p_1)}. \quad (44)$$

В уравнениях (44) десятичный  $\lg$  может быть заменен натуральным  $\ln$ .

Если политропный процесс изображается в логарифмических координатах, логарифмируем уравнение политропы и получаем

$$\lg p + n \lg v = \text{const.}$$

Это уравнение представляет собой уравнение прямой в координатах  $\lg p - \lg v$ , где показатель политропы  $n$  – тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс (рис. 15).

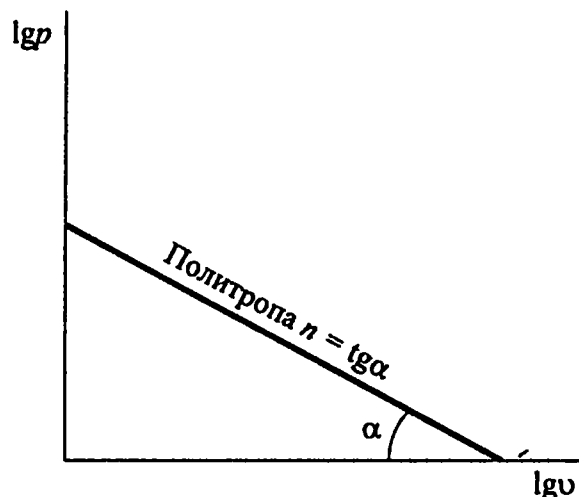


Рис. 15

Изменение удельной энтропии газа в политропном процессе определяют по формуле

$$ds = \delta q / T = c_n dT / T.$$

Продифференцировав это уравнение, для конечного изменения состояния получаем

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_n \ln(T_2 / T_1) = c_v \frac{n - k}{n - 1} \ln(T_2 / T_1).$$

5. Уравнение первого закона термодинамики для политропных процессов в общем случае запишется в виде

$$q = l + \Delta u.$$

Рассмотрим на  $Ts$ -диаграмме, как изменяются удельные внутренняя энергия и энтальпия, знаки количества теплоты и теплоемкости.

Поскольку изменения удельных внутренней энергии и энтальпии идеальных газов зависят от температуры, а в изотермическом процессе при  $n=1$  удельные внутренняя энергия газа и энтальпия не изменяются ( $\Delta u, \Delta i = 0$ ), то все политропные процессы, расположенные над изотермой, протекают с увеличением удельных внутренней энергии и энтальпии

( $\Delta u, \Delta i > 0$ ), а процессы, расположенные под изотермой, – с уменьшением удельных внутренней энергии и энтальпии ( $\Delta u, \Delta i < 0$ ). К первым относятся процессы расширения при  $n < 1$  и процессы сжатия при  $n > 1$ , ко вторым – процессы расширения при  $n > 1$  и процессы сжатия при  $n < 1$ .

Рассмотрим, как изменяется знак количества теплоты в политропных процессах. В адиабатном процессе теплота не подводится и не отводится ( $\delta q = 0$ ); в изотермическом ( $n = 1$ ) и изобарном ( $n = 0$ ) процессах расширения, а также в изохорном процессе ( $n = \pm\infty$ ) она подводится. Следовательно, все политропные процессы расширения, расположенные над адиабатой при  $-\infty < n < k$ , и процессы сжатия при  $k < n < \infty$  протекают с подводом теплоты к рабочему телу, а политропные процессы расширения при  $k < n < \infty$  и процессы сжатия при  $-\infty < n < k$  протекают с отводом теплоты от него.

Политропные процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, при  $1 < n < k$  имеют отрицательную теплоемкость, так как знаки количества теплоты  $\delta q$  и разности температур  $dT$  в этих процессах различны.

## ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### § 35. Основные положения второго закона термодинамики

Согласно первому закону термодинамики, который является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии, теплота может преобразовываться в работу, а работа – в теплоту. При этом он не рассматривает направление теплового процесса, а не зная этого направления, нельзя предсказать его характер и результаты.

Известно, что теплота сама собой может переходить только от более нагретых тел к менее нагретым. Передача теплоты от нагретого тела к окружающей среде будет происходить до полного температурного равновесия с этой средой. Направление движения теплоты можно изменить только за счет затраты работы.

Закон, позволяющий указать направление теплового потока и устанавливающий максимально возможный предел превращения теплоты в работу в тепловых машинах, представляет собой второй закон термодинамики.



Существуют классические формулировки *второго закона термодинамики*:

1. *Теплота не может переходить от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой без компенсации.*

2. *Для осуществления кругового процесса (цикла) необходимо иметь не менее двух источников теплоты различной температуры.*

3. *Осуществление вечного двигателя второго рода, т. е. машины непрерывного действия, которая, используя получаемую теплоту от какого-либо источника, полностью преобразует ее в работу, невозможно.*

Согласно этим формулировкам *для получения работы необходимо иметь источник теплоты с высокой температурой, называемый теплоотдатчиком, и источник теплоты с низкой температурой, называемый теплоприемником.*

Имеется еще несколько формулировок второго закона термодинамики, которые, по сути, не вносят чего-либо нового, и поэтому здесь не упоминаются.

### § 36. Обратимые и необратимые процессы и циклы

В § 5 было введено понятие равновесного состояния, которое обусловлено внутренним равновесием. Расширим это понятие, для чего введем дополнительные условия внешнего равновесия. Равновесие, обусловленное внутренним и внешним равновесием, называется *термодинамическим*. При термодинамическом равновесии температура внешней среды равна температуре, одинаковой во всех точках рабочего тела, а давление, производимое внешней средой, уравнивается внутренними силами упругости рабочего тела.

Процессы, совершаемые в условиях термодинамического равновесия, называются *обратимыми*. Различают термически и механически обратимые процессы.

Если теплообмен между рабочим телом и окружающей средой совершается при бесконечно малой разности температур, то процесс является *термически обратимым*.

Если обмен работой между рабочим телом и окружающей средой совершается при бесконечно малой разности давлений, то процесс является *механически обратимым*.

Процесс, удовлетворяющий условиям термической и механической обратимости, является полностью обратимым. Другими словами, это процесс, после которого система и взаимодействующие с ней тела возвращаются в первоначальное состояние.

**Все реальные процессы необратимы.** Если в реальном процессе изменения состояния рабочего тела между телом и окружающей средой при конечной разности температур или давлений происходит теплообмен, то он сопровождается необратимыми явлениями обесценивания теплоты или работы, т. е. является *необратимым*.

Следствием *термической необратимости* является обесценивание теплоты (снижение способности теплоты превращаться в работу), следствием *механической необратимости* – потеря работы (превращение части работы в теплоту).

Цикл, состоящий из равновесных обратимых процессов, называется *обратимым*. Рабочее тело в таком цикле не должно подвергаться химическим изменениям. Если хоть один из процессов, входящих в цикл, является необратимым, то и весь цикл будет *необратимым*.

### § 37. Круговые термодинамические процессы (циклы).

#### Прямые и обратные циклы. Термодинамический КПД и холодильный коэффициент циклов

Для непрерывного превращения теплоты в работу необходим замкнутый (круговой) процесс, называемый *циклом*.

В курсе технической термодинамики рассматриваются идеальные циклы, в которых не учитываются реальные потери теплоты и работы от трения, в окружающую среду и др.

В координатах  $p-v$  и  $T-s$  цикл изображается замкнутой кривой (рис. 16), отдельные части которой в общем случае состоят из элементарных процессов.

В каждом элементарном процессе имеет место свой баланс энергии: подводится (или отводится) элементарное количество теплоты  $\delta q$ , изменяется внутренняя энергия  $du$  рабочего тела и совершается (или затрачивается) механическая работа  $dl$ , причем в соответствии с первым началом термодинамики всегда  $\delta q = du + dl$ .

Принимая во внимание, что изменение внутренней энергии в круговом процессе  $\oint du = 0$ , и интегрируя по замкнутому контуру  $1b2a1$ , получаем

$$\oint \delta q = \oint \delta l \text{ или } q_u = l_u.$$

Работа, совершаемая за цикл  $l_u$ , равна площади внутри цикла на  $p$ - $v$ -диаграмме и разности между работой расширения  $l_1$  и абсолютным значением работы сжатия  $l_2$ . Работа расширения в координатах  $p$ - $v$  равна площади под кривой  $1b2$ , а работа сжатия – под кривой  $2a1$ .

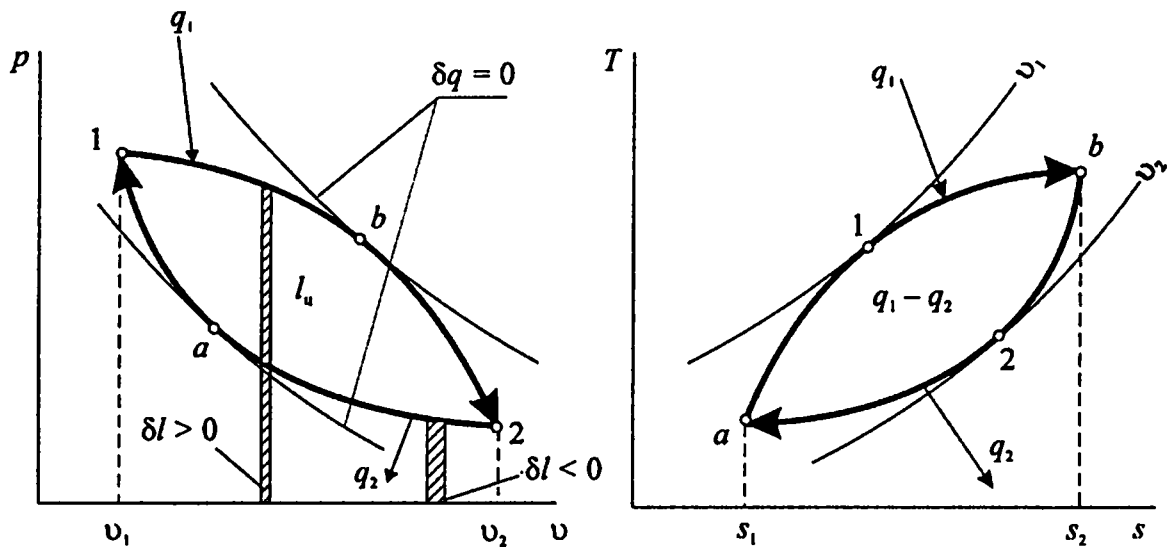


Рис. 16

Теплота, превращенная в работу  $q_u$ , графически изображается площадью внутри цикла на  $T$ - $s$ -диаграмме и равна разности между количеством теплоты, подведенной в цикле  $q_1$  (площадь под кривой  $a1b$ ), и абсолютным значением отведенной теплоты  $q_2$  от рабочего тела (площадь под кривой  $b2a$ ). Таким образом,

$$l_u = l_1 - |l_2| \text{ и } q_u = q_1 - |q_2|.$$

Отсюда

$$l_u = q_u = q_1 - |q_2|.$$

Следовательно, чем больше подведенная теплота  $q_1$  и чем меньше отведенная  $q_2$ , тем большее количество теплоты превращается в цикле в работу.

Эффективность преобразования теплоты в работу характеризуется термическим коэффициентом полезного действия (КПД)  $\eta$ , цикла.

Термическим КПД цикла называется отношение количества теплоты, преобразованной в работу, к количеству подведенной теплоты:

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Термический КПД цикла всегда меньше единицы и мог бы быть равен единице, если бы  $q_1 \rightarrow \infty$  или  $q_2 = 0$ , что осуществить практически невозможно.

Рассмотренный нами цикл, в котором работа расширения больше работы сжатия, называется *прямым*. Такой цикл всегда осуществляется по ходу часовой стрелки и соответствует циклу теплового двигателя.

Цикл, в котором работа сжатия больше работы расширения, называется *обратным*. Он осуществляется против хода часовой стрелки и соответствует циклу холодильных установок.

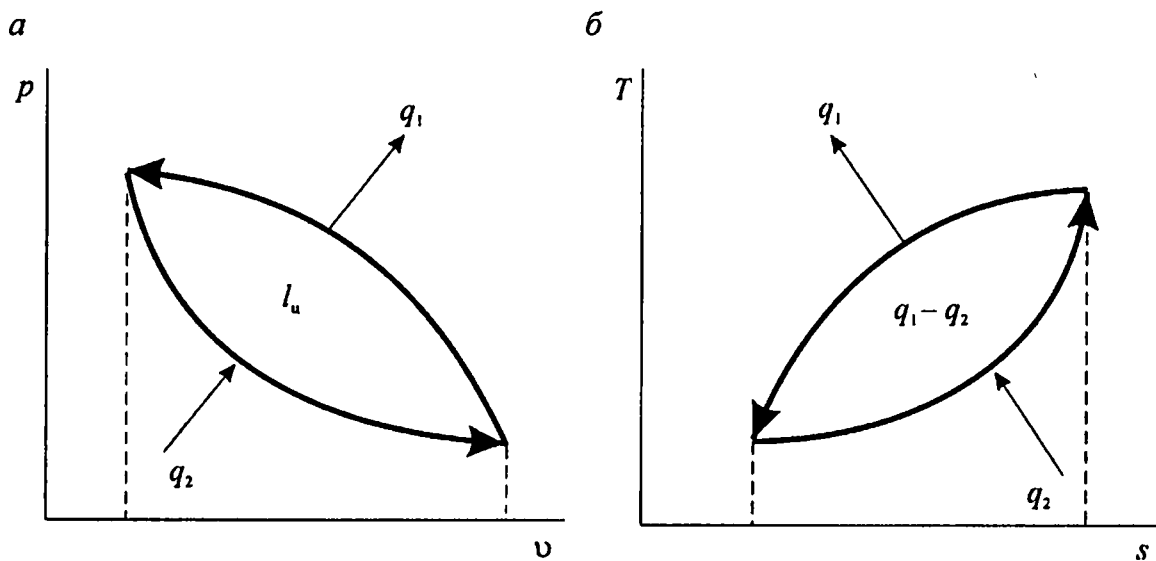


Рис. 17

На рис. 17 представлен обратный цикл, в котором на  $p$ - $v$ -диаграмме (рис. 17, а) по нижней ветви происходит расширение, а по верхней – сжатие; на  $T$ - $s$ -диаграмме (рис. 17, б) по нижней происходит подвод теплоты, а по верхней – отвод теплоты.

Работа сжатия в этом случае по абсолютному значению больше работы расширения. Следовательно, для совершения такого цикла работа должна затрачиваться.

Направление перехода теплоты также изменилось: при низкой температуре теплота  $q_2$  подводится к рабочему телу, а при высокой  $q_1$

отводится в окружающую среду, т. е. теплота  $q_2$  переносится от менее нагретого тела с температурой  $T_2$  к более нагретому с температурой  $T_1 > T_2$ .

*Для оценки эффективности обратного цикла служит холодильный коэффициент, равный отношению количества теплоты  $q_2$ , отведенной от источника низкой температуры, к затраченной работе:*

$$\varepsilon = q_2 / l_{\text{ц}}.$$

Холодильный коэффициент показывает, какое количество теплоты отбирается от теплоприемника при затрате единицы работы. Его величина, как правило, больше единицы.

### § 38. Прямой обратимый цикл Карно

Поставим перед собой задачу – построить цикл, который в заданном интервале температур  $T_1$  и  $T_2$  имел бы максимально возможный термический КПД. Максимальный  $\eta_t$  может быть получен только в том случае, если все процессы, последовательное протекание которых образует цикл, будут полностью обратимыми, так как только в этом случае не будет потери работы или обесценивания теплоты. Следовательно, цикл должен состоять только из обратимых процессов.

Прямой обратимый цикл Карно представлен на  $pV$ - и  $Ts$ -диаграммах (рис. 18). Он является "прототипом" циклов тепловых двигателей.

Цикл состоит из двух изотерм и двух адиабат. Рассмотрим осуществление цикла на  $pV$ -диаграмме. По изотерме 1–2 происходит расширение рабочего тела до объема  $v_2$  и давления  $p_2$ , при этом осуществляется подвод теплоты  $q_1$  при температуре  $T_1$  и производится работа, равная площади  $a12b$ . Далее по адиабате 2–3 продолжается расширение рабочего тела до объема  $v_3$  и давления  $p_3$ , температура становится равной  $T_2$ . Затем производится изотермическое сжатие 3–4, сопровождаемое отводом теплоты  $q_2$  при температуре  $T_2$ , до давления  $p_4$  и объема  $v_4$ , а затрачиваемая в процессе работа равна площади  $a43b$ . В результате адиабатного сжатия 4–1 все параметры рабочего тела принимают исходные значения. Положительная работа цикла  $l_{\text{ц}}$  равна площади внутри цикла 1234 на  $pV$ -диаграмме.

На  $Ts$ -диаграмме цикл Карно изображается прямоугольником, так как на тепловой диаграмме изотермы и адиабаты представляют собой прямые линии. Процесс 1–2 – изотерма подвода теплоты,  $T_1$  – температура

теплоотдатчика и рабочего тела в процессе подвода теплоты. Процесс 3–4 – изотерма отвода теплоты,  $T_2$  – температура теплоприемника и рабочего тела в процессе отвода теплоты; процессы 2–3 и 4–1 – соответственно адиабаты расширения и сжатия рабочего тела.

Площадь  $a12b$  соответствует подведенной в цикле теплоте, удельное количество которой определяется следующим образом:

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1) \text{ или } q_1 = RT_1 \ln(v_2 / v_1).$$

Площадь  $a43b$  соответствует отведенной теплоте, абсолютное значение которой

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1) \text{ или } q_2 = RT_2 \ln(v_3 / v_4).$$

Теплота, преобразованная в работу, графически изображается площадью внутри цикла 1234 на  $Ts$ -диаграмме.

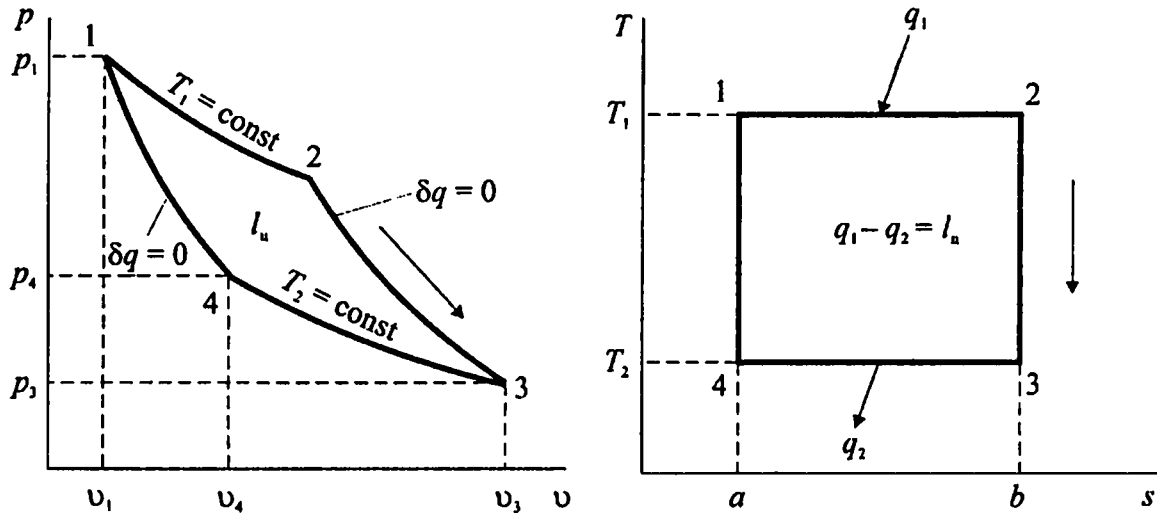


Рис. 18

Для адиабатного процесса расширения и сжатия соответственно имеем

$$(T_2 / T_1)^{1/(k-1)} = v_2 / v_3 \text{ и } (T_2 / T_1)^{1/(k-1)} = v_1 / v_4,$$

откуда

$$v_2 / v_3 = v_1 / v_4 \text{ или } v_2 / v_1 = v_3 / v_4.$$

Подставляя найденные значения  $q_1$  и  $q_2$  в уравнение для определения термического КПД, для прямого обратимого цикла Карно получаем

$$\eta_k = 1 - q_2 / q_1 = 1 - T_2 / T_1. \quad (45)$$

На основании формулы (45) можно сделать следующие выводы:

1. Термический КПД обратимого цикла Карно зависит только от температуры теплоотдатчика  $T_1$  и температуры теплоприемника  $T_2$ : возрастает с увеличением  $T_1$  и уменьшением  $T_2$ .

2. Термический КПД цикла Карно не может быть равен единице, так как для этого необходимо, чтобы  $T_1 \rightarrow \infty$  или  $T_2 = 0$ , что неосуществимо. Таким образом, теплота  $q_1$ , передаваемая рабочему телу в цикле, не может быть полностью превращена в работу, так как значительное ее количество отводится к теплоприемнику.

3. Термический КПД цикла Карно не зависит от природы рабочего тела и при  $T_2 = T_1$  равен нулю, т. е. если тела находятся в тепловом равновесии, то невозможно теплоту превратить в работу.

Термический КПД цикла Карно  $\eta_{ik}$  имеет наибольшее значение по сравнению с КПД любого цикла, осуществляемого в одном и том же интервале температур.

В реальных двигателях прямой обратимый цикл Карно неосуществим, так как невозможно подвести и отвести теплоту в процессе при постоянной температуре.

### § 39. Обратный обратимый цикл Карно

Цикл Карно может протекать и в обратном направлении. В этом случае он является "прототипом" цикла холодильной машины. На рис. 19 представлен обратный цикл Карно, который состоит из обратимых процессов и в целом является обратимым.

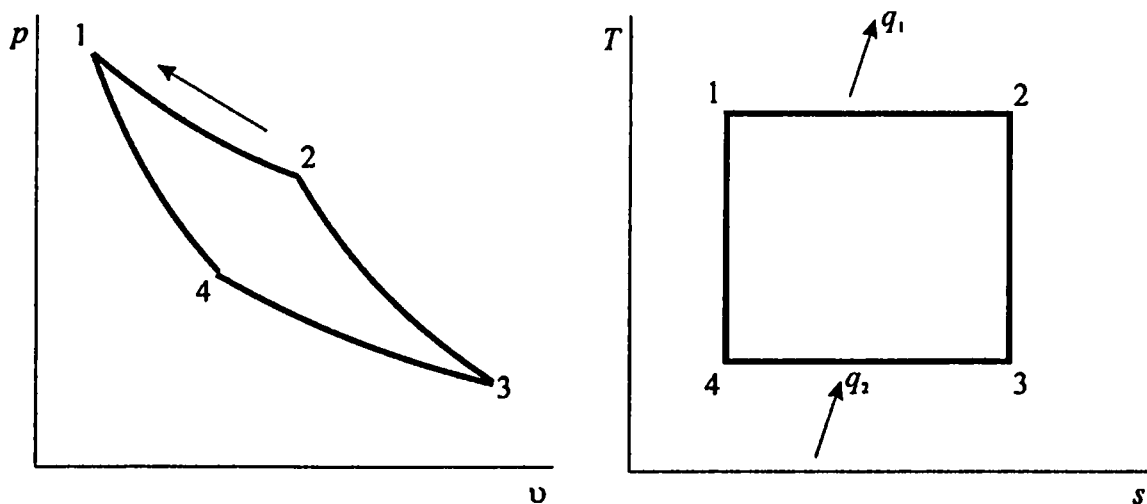


Рис. 19

Рабочее тело от начальной точки 1 расширяется по адиабате 1–4 без теплообмена с окружающей средой, при этом  $T_1$  уменьшается до  $T_2$ . Затем следует дальнейшее расширение газа по изотерме 4–3 с подводом теплоты  $q_2$ , которое отнимается от источника с низкой температурой  $T_2$ . Далее следует адиабатное сжатие 3–2 с увеличением температуры рабочего тела

от  $T_2$  до  $T_1$ . В процессе 2–1 происходит изотермическое сжатие, во время которого к теплоприемнику с высокой температурой  $T_1$  отводится удельное количество теплоты  $q_1$ .

Затрачиваемая в цикле внешняя работа сжатия больше работы расширения на величину, равную площади 14321 внутри цикла. Эта работа превращается в теплоту и передается вместе с теплотой  $q_2$  источнику с температурой  $T_1$ .

Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла удельную работу  $l_{ц}$ , можно перенести от теплоприемника к теплоотдатчику  $q_2$  единиц теплоты; при этом теплота, полученная теплоприемником,  $q_1 = q_2 + l_{ц}$ .

Известно, что передача теплоты от источника с низкой температурой к источнику с высокой температурой обязательно требует затраты энергии.

Характеристикой эффективности работы холодильной машины является холодильный коэффициент, который для обратного обратимого цикла Карно определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Холодильный коэффициент обратного цикла Карно зависит от абсолютных температур  $T_2$  и  $T_1$  источников теплоты и является наибольшим по сравнению с холодильными коэффициентами других циклов, протекающих в тех же пределах температур.

В реальных холодильных установках обратный обратимый цикл Карно неосуществим.

#### § 40. Математическое выражение второго закона термодинамики

Из выражения термического КПД следует, что

$$\eta_t = 1 - q_2 / q_1,$$

а для обратимого цикла Карно термический КПД можно выразить также через температуры источников теплоты:

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1.$$

Из сравнения этих двух уравнений следует, что для цикла Карно

$$q_2/q_1 = T_2/T_1; \quad q_1/T_1 = q_2/T_2; \quad q_1/T_1 - q_2/T_2 = 0.$$

Поскольку подводимая теплота  $q_1$  считается величиной положительной, а отводимая  $q_2$  – отрицательной, то

$$q_1/T_1 + q_2/T_2 = 0 \text{ или } \Sigma (q/T) = 0. \quad (46)$$



Отношение подводимой и отводимой теплоты к соответствующей абсолютной температуре  $q/T$  называется *приведенной теплотой*. Тогда равенство (46) можно сформулировать так: *алгебраическая сумма приведенных теплот для обратимого цикла Карно равна нулю*.

Это равенство можно применить и для любого обратимого процесса.

Рассмотрим произвольный обратимый цикл 12341 (рис. 20).

Разобьем цикл адиабатами на бесконечно большое количество элементарных циклов, каждый из которых можно считать циклом Карно. Бесконечно малые участки подвода и отвода теплоты можно считать изотермами; адиабаты на величину полезной работы не влияют, так как каждая из них проходит дважды в противоположных направлениях.

Для каждого элементарного цикла Карно

$$\sum (q/T) = 0,$$

для всего произвольного цикла

$$\oint (\delta q/T) = 0. \quad (47)$$

Таким образом, *алгебраическая сумма приведенных теплот для любого обратимого цикла равна нулю*.

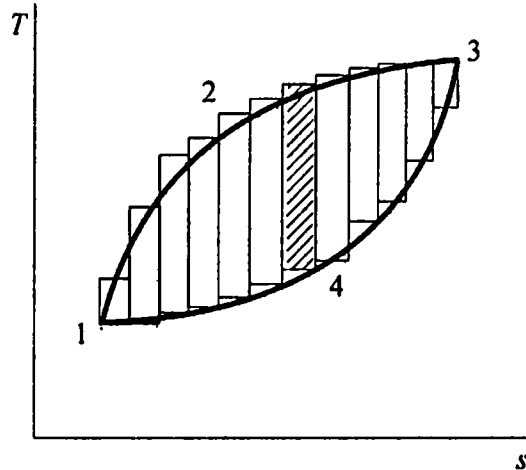


Рис. 20

Уравнение (47) представляет собой математическое выражение второго закона термодинамики для произвольного обратимого цикла и называется *первым интегралом Клаузиуса*.

Для необратимого цикла Карно термический КПД будет меньше соответствующего КПД обратимого цикла при одинаковых температурах теплоотдатчика и теплоприемника:

$$\eta_{\text{необр}} < \eta_{\text{обр}} \quad \text{или} \quad (1 - q_2/q_1) < (1 - T_2/T_1);$$

$$q_2/q_1 < T_2/T_1; \quad q_1/T_1 < q_2/T_2; \quad q_1/T_1 - q_2/T_2 < 0.$$

Так как  $q_2/T_2$  есть величина отрицательная, то для необратимого цикла Карно получаем

$$q_1/T_1 - (-q_2/T_2) < 0 \text{ или } \sum (q/T) < 0.$$

Таким образом, алгебраическая сумма приведенных теплот для необратимого цикла Карно меньше нуля и является отрицательной величиной.

Для произвольного необратимого цикла, составленного из бесконечно большого количества необратимых элементарных циклов, получаем

$$\oint (\delta q/T) < 0. \quad (48)$$

Неравенство (48) представляет собой математическое выражение второго закона термодинамики для произвольного необратимого цикла и называется *вторым интегралом Клаузиуса*.

Объединив формулы (47) и (48), математическое выражение второго закона термодинамики можно представить в виде уравнения

$$\oint (\delta q/T) \leq 0,$$

в котором знак равенства относится к обратимым, а знак неравенства — к необратимым циклам.

#### § 41. Изменения энтропии в обратимых и необратимых процессах

В обратимом круговом процессе  $\oint \delta q/T = 0$ , поэтому отношение  $\delta q/T$  представляет собой полный дифференциал некоторой функции, зависящей только от состояния данного тела, — *энтропии*. Тогда

$$ds = \delta q/T.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q/T. \quad (49)$$

При обратимом адиабатном процессе при  $\delta q = 0$   $ds = 0$  и  $s_2 = s_1 = \text{const}$ , т. е. в адиабатном обратимом процессе энтропия не изменяется.

Рассмотрим изменение энтропии в необратимых процессах.

Согласно уравнению (48) получим

$$\int_{1 \rightarrow 2} \delta q/T + (s_1 - s_2) < 0$$

или

$$s_2 - s_1 > \int_{1 \rightarrow 2} \delta q / T. \quad (50)$$

Знак неравенства в уравнении показывает, что *в необратимом процессе энтропия увеличивается.*

Объединив уравнения (49) и (50), имеем

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \delta q / T. \quad (51)$$

Таким образом, для любого элементарного процесса изменение энтропии удовлетворяет соотношению

$$ds \geq \delta q / T, \quad (52)$$

где  $\delta q$  – количество теплоты, полученное телом от источника теплоты;

$T$  – абсолютная температура источника теплоты.

Знак равенства в уравнениях (51) и (52) относится к обратимым, а знак неравенства – к необратимым процессам.

Уравнения (51) и (52) выражают второй закон термодинамики для любых процессов, в которых начальное и конечное состояния различны.

## § 42. Принцип возрастания энтропии

Изолированная система, не имеющая теплообмена с окружающей средой, называется адиабатной (см. § 4).

Если в изолированной системе протекают только обратимые процессы, то для нее можно записать уравнение

$$ds = \delta q / T.$$

Для адиабатной системы ( $\delta q = 0$ ) это уравнение принимает вид

$$ds = 0.$$

*Если в изолированной адиабатной системе происходят только обратимые процессы, то энтропия всей системы остается величиной постоянной ( $s = \text{const}$ ).*

Если в изолированной адиабатной системе имеет место необратимый процесс, то  $ds > \delta q / T$ , а для адиабатной системы  $ds > 0$ .

Таким образом, *в изолированной системе при протекании необратимых процессов энтропия увеличивается.*

Обобщая вышесказанное, можно записать

$$ds \geq 0, \quad (53)$$

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

Неравенство (53) выражает *принцип возрастания энтропии*.

Все самопроизвольные, т. е. необратимые процессы, протекают всегда с увеличением энтропии. Следовательно, принцип возрастания энтропии изолированной системы представляет собой общее выражение второго закона термодинамики.

### § 43. Максимальная работа. Эксергия

В естественных условиях источником теплоты наинизшей температуры и телом, обладающим наименьшим давлением, является окружающая среда. В связи с этим для определения максимальной полезной работы следует рассматривать переход тела из данного состояния до состояния равновесия с окружающей средой, причем все процессы, связанные с преобразованием энергии, должны быть полностью обратимыми (см. § 35).

Получаемая при этих условиях максимальная полезная работа называется технической работоспособностью, или эксергией. *Эксергией*  $E_x$  (Дж) называют максимальную работу, которую может совершить система при ее переходе из данного состояния до состояния равновесия с окружающей средой. *Удельную эксергию*  $e_x$  (Дж/кг) определяют как отношение эксергии  $E_x$  к массе  $m$  (кг).

Обратимый переход для потока рабочего тела возможен при осуществлении двух обратимых процессов: адиабатного (с изменением температуры рабочего тела от начальной  $T$  до температуры среды  $T_0$ ) и изотермического (с изменением давления, соответствующего концу адиабатного процесса, до давления среды  $p_0$ ). Таким образом, удельную эксергию потока рабочего тела можно определить по формуле (приведена без вывода):

$$e_x = (i - i_0) - (s - s_0).$$

Если в каком-либо процессе изменения состояния конечные параметры рабочего тела отличаются от параметров среды, то действительная работа, полученная в этом процессе, выражается как разность удельных эксергий начала и конца процесса

$$e_{x1} = e_1 - e_2.$$

Эксергию теплоты определяют из условия, что максимально возможную работу можно получить при осуществлении цикла Карно между начальной температурой  $T$  и температурой среды  $T_0$ . Тогда

$$dex_q = \delta q \eta_{ik} = \delta q (1 - T_0 / T)$$

или для всего процесса

$$ex_q = \int_1^2 (1 - T_0 / T) \delta q = (1 - T_0 / T_{cp}) q_{1,2},$$

где  $ex_q$  – удельная эксергия (работоспособность) теплоты;

$T_{cp}$  – средняя температура процесса.

Если в каком-либо процессе суммарное количество поступающей в систему эксергии больше, чем отводимое от нее, то разность этих величин характеризует потери работоспособности системы от необратимости процесса.

Введем понятие *эксергического КПД*, характеризующего степень обратимости протекающего процесса.

Эксергический КПД равен:

$$\eta_{ex} = 1 - \Delta ex / ex_1,$$

где  $\Delta ex$  – разность подведенной и отведенной эксергии;

$ex_1$  – подведенная эксергия.

Эксергический КПД удобно использовать для определения термодинамического совершенства любого теплового аппарата или его отдельных частей.

Метод исследования с помощью эксергии называется *эксергетическим*.

Величина эксергии какой-либо термодинамической системы определяется максимальной полезной работой тела или потока при осуществлении обратимых процессов в объекте при переходе системы из начального состояния до состояния термического равновесия с окружающей средой.

Следовательно, эксергия теплоты

$$\delta ex = \delta l_{\max} = \delta q (1 - T_0 / T), \text{ или } ex = q - T_0 \Delta s_T,$$

где  $\Delta s_T$  – абсолютная величина уменьшения энтропии теплоотдатчика, вызванная отдачей теплоты  $q_1$ ;

$T$  – абсолютная температура теплоотдатчика.

В случае изменения состояния рабочего тела от какого-либо начального до конечного при любых обратимых процессах максимальная полезная работа при  $T_2 > T_0$  составит

$$ex_{\max} = ex_1 - ex_2 = (q_1 - T_0 \Delta s_{T_1}) - (q_2 - T_0 \Delta s_{T_2}),$$

где  $\Delta s_{T_2}$  – абсолютное изменение энтропии рабочего тела при отдаче теплоты  $q_2$ .

Удельная эксергия потока, обладающего удельной энтальпией  $i$ , определяется по уравнению

$$ex_i = (i_1 - i_0) + T_0(s_1 - s_0).$$

Если в какой-либо системе одновременно производится полезная работа за счет энтальпии и теплоты, то максимальная полезная работа

$$ex_{\max} = ex_{i_1} - ex_{i_2} + ex_{q_1} - ex_{q_2}.$$

Итак, с помощью эксергетического метода можно определить термодинамическое совершенство любого процесса, цикла или установки в целом, а также исследовать возможности их совершенства.