

1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1. Роль тепловой энергии в мировом энергетическом балансе

Теплота используется во всех областях деятельности человека – для получения электроэнергии, привода транспорта и различных механизмов, отопления помещений, а также на технологические нужды.

Основным способом получения теплоты сегодня является сжигание ископаемых топлив – угля, нефти и газа, которое удовлетворяет около 90 % энергетических потребностей человечества. Данные о потреблении энергоресурсов в мире за последние годы и его распределении по видам представлены в табл. 1 [Ошибка! Источник ссылки не найден.].

Т а б л и ц а 1. Структура мирового энергопотребления в 1998–2008 гг.

Показатели	Годы			
	1998	2006	2007	2008
Глобальное энергопотребление, млн. т н.э.	8889	9811	11104	11295
Распределение, %				
Нефть	38,7	37,4	35,5	34,8
Природный газ	23,1	23,9	23,9	24,1
Уголь	25,4	26,5	28,8	29,2
Атомная энергия	6,2	6,1	5,6	5,5
Гидроэлектроэнергия	6,6	6,1	6,2	6,4

Как видно из приведенных в табл. 1 данных, мировое энергопотребление из года в год увеличивается. Численность населения и потребности человека постоянно растут, и это вызывает увеличение объёмов производства энергии и темпов роста ее потребления.

Однако запасы нефти, газа и угля не бесконечны и, по прогнозам, разведанных ресурсов может хватить: нефти – на 40 лет, газа – на 60 лет, угля – на 120 лет. Запасов природного урана достаточно для удовлетворения мировых потребностей в энергии примерно на 85 лет.

Другим фактором, ограничивающим дальнейшее увеличение объёмов выработки энергии за счет сжигания топлива, является все возрастающее загрязнение окружающей среды продуктами его сгорания. Не менее опасным является и тепловое загрязнение окружающей среды, ведущее к глобальному потеплению и изменению климата Земли, таянию ледников и повышению уровня Мирового океана.

В ядерной энергетике возникают экологические проблемы другого

рода, связанные с необходимостью захоронения ядерных отходов, что также сопряжено с большими трудностями.

Для определения наиболее рациональных способов использования теплоты, анализа экономичности рабочих процессов тепловых установок и создания новых, более совершенных типов тепловых аппаратов необходимо знание теоретических основ теплотехники.

1.2. Предмет и метод технической термодинамики

Теплотехника – наука, которая изучает методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принцип действия и конструкцию тепловых машин, аппаратов и устройств.

Теоретическими разделами теплотехники являются техническая термодинамика и теория тепломассообмена.

Техническая термодинамика – наука, изучающая взаимное превращение теплоты в работу и обратно. Понятие «термодинамика» было впервые введено в 1824 г. французским ученым Сади Карно.

В основу термодинамики положены два основных закона, установленных опытным путем. Первый закон термодинамики характеризует количественную сторону процессов превращения энергии, а второй закон устанавливает качественную сторону (направление) процессов, происходящих в термодинамической системе.

Все процессы в термодинамике изучаются термодинамическим методом, сущность которого заключается в следующем:

- 1) все системы в термодинамике являются макроструктурами, т.е. состоят из большого числа молекул;
- 2) изучение основывается на первом и втором законах термодинамики;
- 3) все процессы в термодинамике являются равновесными, т.е. параметры во всех точках системы остаются одинаковыми.

Ученые, внесшие существенный вклад в развитие теплотехники:

М.В. Ломоносов (1711–1765) – один из основоположников молекулярно-кинетической теории, сформулировал закон сохранения материи и движения, впервые предсказал существование абсолютного нуля температуры;

И.И. Ползунов (1728–1766) – русский изобретатель, создатель первой в России паровой машины и первого в мире двухцилиндрового парового двигателя;

Д.И. Менделеев (1834–1907) – русский ученый, вывел уравнение состояния идеального газа, разработал теорию теплоемкостей, открыл существование для каждого вещества критической температуры, впервые высказал идею подземной газификации угля;

М.П. Вукалович (1898–1969) – теоретически и экспериментально исследовал теплофизические свойства воды и водяного пара, разработал уравнение состояния реальных газов.

1.3. Термодинамическая система. Термические и calorические

параметры состояния системы

Термодинамическая система – совокупность тел, которые могут энергетически взаимодействовать между собой и с окружающей средой, а также обмениваться с ней массой вещества.

Термодинамические системы могут быть:

- 1) **открытыми** – в таких системах происходит обмен энергией и веществом с окружающей средой;
- 2) **закрытыми** – в таких системах происходит обмен с окружающей средой только энергией;
- 3) **изолированными** – в таких системах не происходит обмена с окружающей средой ни энергией, ни веществом;
- 4) **адиабатными** – в таких системах отсутствует теплообмен с окружающей средой.

Как известно, вещество может находиться в четырех состояниях:

- 1) **твёрдом**;
- 2) **жидком**;
- 3) **газообразном**;
- 4) **в состоянии плазмы**.

Физические величины, характеризующие состояние вещества в системе, называются **параметрами состояния**. Параметры состояния подразделяются на **термические** и **калорические**.

К термическим параметрам состояния относятся:

T – термодинамическая (абсолютная) температура, К;

P – полное (абсолютное) давление, Па;

v – удельный объём, м³/кг.

Температура характеризует степень нагретости тела и является мерой средней кинетической энергии теплового движения его молекул. В соответствии с молекулярно-кинетической теорией температура связана со скоростью движения молекул следующей зависимостью:

$$\frac{mw^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (1.1)$$

где m – масса молекулы;

w – средняя скорость движения молекул;

k – постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

T – термодинамическая (абсолютная) температура, К.

Первое известное устройство для измерения температуры (термоскоп) было создано Г. Галилеем в 1597 г. В этом приборе использовано явление изменения объёма газа при его нагревании и охлаждении.

Немецкий физик Г. Фаренгейт изготовил первый спиртовой (1709 г.) и ртутный (1714 г.) термометры, предложил температурную шкалу (1724 г.), названную его именем. За ноль на этой шкале принята температура замерзания смеси воды, льда и нашатыря, а за 96 °F –

нормальная температура человеческого тела. Шкала Фаренгейта применяется и сегодня в США и Великобритании.

Привычная нам температурная шкала была предложена А. Цельсием в 1742 г. Опорными точками для нее являются температура таяния льда (0°C) и температура кипения воды (100°C) при нормальном атмосферном давлении.

Шкалы Цельсия и Фаренгейта не являются абсолютными и поэтому неудобны при проведении экспериментов в условиях, когда температуру приходится выражать отрицательным числом.

Понятие абсолютной температуры было введено У. Томсоном (лорд Кельвин) в 1848 г., в связи с чем шкала абсолютной температуры называется шкалой Кельвина, или термодинамической температурной шкалой. За абсолютный ноль по шкале Кельвина принимается температура, при которой хаотическое движение частиц прекращается, и они образуют упорядоченную структуру. Один кельвин (К) равен $1/273,16$ части термодинамической температуры тройной точки воды. Тройная точка воды – температура равновесия газообразной, жидкой и твердой фаз воды. В соответствии с МТШ-90 (Международная температурная шкала, принятая в 1990 г.) температуре тройной точки воды присвоено значение $273,16\text{ К}$.

По шкале Цельсия абсолютному нулю соответствует температура $-273,15^{\circ}\text{C}$. Пересчет температуры из градусов Цельсия в кельвины и обратно осуществляется по следующим формулам:

$$T(\text{К}) = t(^{\circ}\text{C}) + 273,15; \quad t(^{\circ}\text{C}) = T(\text{К}) - 273,15. \quad (1.2)$$

- Самая низкая температура $5,9 \cdot 10^{-12}\text{ К}$, т. е. менее чем $1/170$ млрд. доля градуса, была получена Э. Корнеллом и К. Виманом (США) в 1995 году [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**].

- Самая высокая температура, созданная человеком (~ 4 трлн. К), была достигнута в 2010 г. в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) [**Ошибка! Источник ссылки не найден.**].

Давление – физическая величина, характеризующая состояние газа (жидкости) и определяемая как отношение силы, действующей в направлении по нормали к поверхности, к площади этой поверхности.

Различают следующие виды давлений:

- 1) **атмосферное** (барометрическое), обозначается $P_{\text{атм}}$, B ;
- 2) **манометрическое** – избыточное над атмосферным, $P_{\text{ман}}$, $P_{\text{изб}}$;
- 3) **вакуумметрическое** – ниже атмосферного, $P_{\text{вак}}$;
- 4) **полное** (абсолютное) давление, P .

Полное давление P – давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления (абсолютного вакуума), является параметром состояния термодинамической системы и определяется по одному из выражений: при давлении в сосуде выше атмосферного

$$P = P_{\text{атм}} + P_{\text{изб}}, \quad (1.3)$$

при давлении в сосуде ниже атмосферного

$$P = P_{\text{атм}} - P_{\text{вак}} \quad (1.4)$$

Единицей давления в системе СИ является паскаль (Па). Давление в 1 Па оказывает сила в 1 Н, равномерно распределённая на площади 1 м². Применяются также более крупные кратные единицы: кПа, МПа:
 1 кПа = 1000 Па = 10³ Па, 1 МПа = 1000000 Па = 10⁶ Па.

Кроме паскалей находят применение и внесистемные единицы давления: атмосфера техническая (ат) и атмосфера физическая (атм), бар. Давление может быть выражено высотой столба жидкости (ртути, воды, спирта и др.), уравнивающего давление газа в сосуде. Из приборов, применяемых для измерения давления, простейшими и вместе с тем самыми точными являются U-образные жидкостные манометры. U-образный манометр (рис. 1, а) представляет собой две сообщающиеся трубки, заполненные до половины жидкостью.

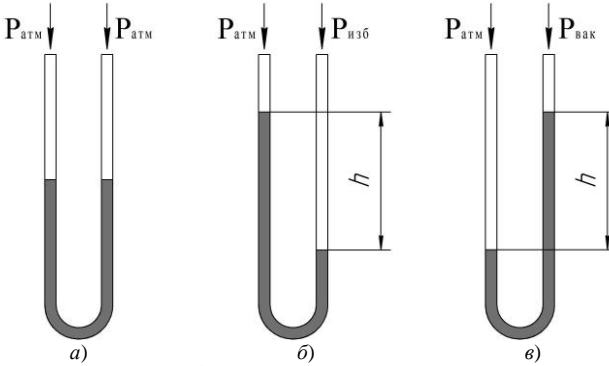


Рис. 1. U-образный жидкостный манометр (а); измерение избыточного (б) и вакуумметрического (в) давлений.

Отсчет производят по шкале, имеющей нулевую отметку в равновесном состоянии. Разность уровней h определяет измеряемое избыточное $P_{\text{изб}}$ или вакуумметрическое $P_{\text{вак}}$ давление.

Перевод давления, выраженного высотой столба жидкости, в паскали осуществляется по формуле

$$P_{\text{изб (вак)}} = \rho g h, \quad (1.5)$$

где ρ – плотность используемой в манометре жидкости, кг/м³;

g – ускорение свободного падения, м/с²;

h – разность уровней жидкости в манометре, м.

Соотношение между различными наиболее распространенными единицами измерения давления приведены в табл. 2.

Удельный объём – объём, занимаемый единицей массы вещества. В технической термодинамике удельный объём обозначается ν и измеряется в м³/кг:

$$v = \frac{V}{m}, \quad (1.6)$$

где V – объём вещества, м³;
 m – масса вещества, кг.

Т а б л и ц а 2. Соотношение между различными единицами измерения давления

Единицы измерения	Атмосфера техническая, ат (кгс/см ²)	Атмосфера физическая, атм	Паскаль, Па	Мм рт. ст.	Мм вод. ст.	Бар
1 атмосфера техническая, ат (кгс/см ²)	1	0,96784	9,80665·10 ⁴	735,559	10000,28	0,980665
1 атмосфера физическая, атм	1,03323	1	1,01325·10 ⁵	760	10332,57	1,01325
1 паскаль, Па	1,0197·10 ⁻⁵	0,986923·10 ⁻⁵	1	7,5006·10 ⁻³	1,01974·10 ⁻¹	10 ⁻⁵
1 мм рт. ст.	1,35951·10 ⁻³	1,31579·10 ⁻³	1,3332·10 ²	1	13,59548	1,33322·10 ³
1 мм вод. ст.	0,99997·10 ⁻⁴	0,967814·10 ⁻⁴	9,80638	0,735539·10 ⁻¹	1	0,980638·10 ⁻⁴
1 бар	1,01972	0,986923	10 ⁵	750,062	10197,45	1

Величина, обратная удельному объёму, т.е. масса единицы объёма вещества, называется **плотностью**:

$$\rho = \frac{1}{v}, \text{ кг/м}^3; \quad v = \frac{1}{\rho}, \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v \cdot \rho = 1. \quad (1.7)$$

Удельный объём и плотность зависят от давления и температуры, поэтому при сравнении этих величин для различных газов их приводят к нормальным физическим условиям (НФУ). Параметры нормальных физических условий следующие:

$$P_n = 101325 \text{ Па}; \quad T_n = 273,15 \text{ К.}$$

Калорические параметры являются функциями состояния системы и могут быть подсчитаны на основании термических параметров состояния. К калорическим параметрам состояния относятся:

- 1) U – внутренняя энергия;
- 2) H – энтальпия;
- 3) S – энтропия.

Эти функции не зависят от направления и пути процесса, а зависят только от параметров начального и конечного состояния системы.

Внутренняя энергия – это сумма всех видов энергии, которыми обладает тело или система, включающая:

- 1) кинетическую энергию поступательного движения молекул;
- 2) кинетическую энергию вращательного движения молекул;
- 3) кинетическую энергию колебательного движения атомов;
- 4) потенциальную энергию взаимодействия между молекулами.

Первые три вида энергии зависят от температуры, а, поскольку в

идеальном газе силы взаимодействия между молекулами отсутствуют, его потенциальная энергия равна нулю. Следовательно, внутренняя энергия идеального газа зависит только от его температуры.

Различают внутреннюю энергию тела или системы U (Дж) и удельную внутреннюю энергию u (Дж/кг), определяемую по формуле

$$u = C_v \cdot T, \quad (1.8)$$

где C_v – удельная изохорная теплоёмкость газа.

Тогда полная внутренняя энергия тела или системы

$$U = m \cdot u = m \cdot C_v \cdot T. \quad (1.9)$$

При выполнении теплотехнических расчетов чаще требуется найти не величину удельной внутренней энергии, а её изменение в каком-либо процессе, определяемое по формуле

$$\Delta u_{1-2} = C_v \cdot (T_2 - T_1). \quad (1.10)$$

Энтальпия – (от греч. enthalpo – нагреваю) функция состояния термодинамической системы, связанная с ее внутренней энергией U соотношением

$$H = U + P \cdot V. \quad (1.11)$$

При постоянном давлении изменение энтальпии равно количеству теплоты, подведённой к системе, поэтому энтальпию часто называют тепловой функцией, или теплосодержанием. Энтальпия – это количество теплоты, которое необходимо для нагревания тела от нуля до заданной температуры в процессе при постоянном давлении.

Различают энтальпию тела или системы H (Дж) и удельную энтальпию h (Дж/кг):

$$h = u + P \cdot v = C_p \cdot T. \quad (1.12)$$

где C_p – удельная изобарная теплоёмкость газа.

При выполнении теплотехнических расчетов чаще требуется найти не величину удельной энтальпии, а её изменение в каком-либо процессе, определяемое по формуле

$$\Delta h_{1-2} = C_p \cdot (T_2 - T_1). \quad (1.13)$$

Энтропия – функция состояния термодинамической системы, изменение которой ds в равновесном процессе равно отношению количества подведённой или отведённой теплоты dq к термодинамической температуре T системы:

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (1.14)$$

Различают энтропию тела или системы S (Дж/К) и удельную энтропию s (Дж/(кг·К)). При рассмотрении различных термодинамических процессов наибольший интерес представляет не значение энтропии, а ее изменение в процессе, определяемое по формуле

$$\Delta s_{1-2} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.15)$$

1.4. Основные законы идеальных газов

При изучении газов в термодинамике принято иметь дело с так называемым *идеальным газом*, под которым понимают такой газ, силы взаимодействия между молекулами в котором отсутствуют, а сами молекулы обладают массой, но не имеют объёма, т.е. являются материальными точками. Реальные газы в условиях, близких к нормальным, а также при низких давлениях и высоких температурах по своим свойствам близки к идеальному газу.

Полное давление газа в соответствии с молекулярно-кинетической теорией определяется из выражения

$$P = \frac{2}{3} \cdot \frac{n}{v} \cdot \frac{mw^2}{2}, \quad (1.16)$$

где n – число молекул в объёме v .

С учётом равенства (1.1) выражение (1.16) примет вид

$$P = \frac{n}{v} k \bar{\epsilon}, \quad \text{или} \quad Pv = nkT. \quad (1.17)$$

Подставив в полученное выражение параметры начального и конечного состояния системы, получим

$$P_1 v_1 = nkT_1, \quad P_2 v_2 = nkT_2. \quad (1.18)$$

Разделив первое выражение на второе и выполнив необходимые преобразования, получим следующее соотношение:

$$\frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_2 v_2}{T_2}. \quad (1.19)$$

Выражение (1.19) показывает, что отношение произведения абсолютного давления газа на удельный объём к его абсолютной температуре для идеального газа есть величина постоянная, т.е.

$$\frac{Pv}{T} = \text{const}. \quad (1.20)$$

Последнее уравнение называют *объединённым газовым законом*. Частные случаи уравнения (1.20), когда один из параметров состояния газа остается неизменным, известны как законы идеальных газов.

Так, если процесс протекает при постоянной температуре, т.е. $T = \text{const}$, то выражение (1.20) примет вид

$$Pv = \text{const}. \quad (1.21)$$

Уравнение (1.21) носит название закона Бойля–Мариотта, так как в 1662 г. Р. Бойлем и в 1676 г. Э. Мариоттом было установлено, что при постоянной температуре произведение давления газа на его объём есть величина постоянная, а процесс, описываемый выражением (1.21), называют изотермическим процессом.

Если процесс протекает при постоянном давлении, т.е. $P = \text{const}$, то выражение (1.20) примет вид

$$\frac{v}{T} = \text{const} . \quad (1.22)$$

Уравнение (1.22) называют законом Гей-Люссака, так как автором (Жозеф Луи Гей-Люссак) в 1802 г. впервые было доказано, что в процессе нагрева или охлаждения газа при постоянном давлении отношение объёма газа к его температуре остается постоянным. Такой процесс называют изобарным.

Если процесс протекает при постоянном объёме, т.е. $v = \text{const}$ (изохорный процесс), то выражение (1.20) примет вид

$$\frac{P}{T} = \text{const} . \quad (1.23)$$

Полученное равенство известно как закон Шарля (Жак Александр Сезар Шарль): «в процессе, протекающем при постоянном объёме, давление газа прямо пропорционально его температуре».

Из уравнений (1.18) можно сделать вывод, что при одинаковых давлениях и температурах в равных объёмах различных газов содержится одинаковое количество молекул – закон Авогадро, открыт им в 1811 г. Следовательно, отношение плотностей двух газов будет прямо пропорционально отношению их молярных масс и обратно пропорционально отношению удельных объёмов, т.е.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{v_2}{v_1} , \quad (1.24)$$

откуда получим

$$\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2 . \quad (1.25)$$

Произведение молярной массы газа μ на его удельный объём v называется молярным объёмом:

$$V_\mu = \mu \cdot v . \quad (1.26)$$

Молярный объём – объём одного моля (л/моль) или киломоля ($\text{м}^3/\text{кмоль}$) вещества, характеризует плотность упаковки молекул. Молярные объёмы различных газов при одинаковых давлениях и температурах равны и при нормальных физических условиях для идеальных газов

$$V_\mu = 22,4 , \text{ м}^3/\text{кмоль} . \quad (1.27)$$

Например, для кислорода

$$V_\mu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{32}{1,43} = 22,4 , \text{ м}^3/\text{кмоль} . \quad (1.28)$$

Моль – единица количества вещества в СИ. В 1 моле содержится столько молекул (атомов, ионов или других структурных элементов вещества), сколько атомов содержится в 0,012 кг ^{12}C (углерода атомной массой 12), т.е. $6,022 \cdot 10^{23}$. Это число известно как число Авогадро и обозначается $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

1.5. Уравнения состояния идеальных газов

Основные термодинамические параметры состояния P , v и T идеального газа связаны между собой математическими уравнениями, которые называются *уравнениями состояния*.

Если в уравнении (1.20) обозначить $\text{const} = R$, то оно примет вид

$$Pv = RT. \quad (1.29)$$

Уравнение (1.29) называют *уравнением Клапейрона* для 1 кг идеального газа, а постоянную R – удельной газовой постоянной, которая зависит только от вида газа и не зависит от его состояния.

Умножив обе части уравнения (1.29) на молярную массу μ , получим *уравнение Клапейрона–Менделеева* для 1 кмоль идеального газа:

$$PV_\mu = \mu RT, \quad (1.30)$$

где μR – универсальная газовая постоянная, одинаковая для всех газов.

Величину μR можно определить из уравнения (1.30), подставив в него параметры нормальных физических условий:

$$\mu R = \frac{P_n \cdot V_{\mu n}}{T_n} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314, \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (1.31)$$

Тогда удельная газовая постоянная для любого газа может быть найдена из выражения

$$R = \frac{8314}{\mu}, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}). \quad (1.32)$$

Если обе части уравнения (1.29) умножить на массу, получим уравнение состояния для произвольного количества (m кг) идеального газа:

$$PV = mRT. \quad (1.33)$$

1.6. Термодинамический процесс и его энергетические показатели

Термодинамическим процессом называется любое изменение состояния термодинамической системы, сопровождающееся изменением хотя бы одного из параметров состояния. Энергетическими показателями термодинамического процесса являются теплота q и работа l .

В технической термодинамике принято теплоту, подводимую к системе, считать положительной (рис. 2), а теплоту, отводимую от системы, – отрицательной.

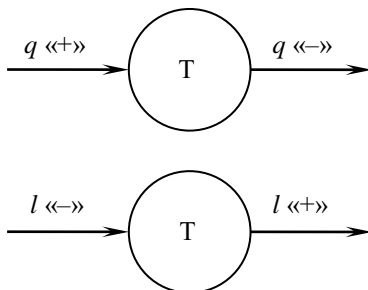


Рис. 2. К определению знаков теплоты и работы.

Соответственно и работу, совершаемую системой, считают положительной, а работу, совершаемую над системой, – отрицательной.

2. ТЕПЛОЁМКОСТЬ

2.1. Удельная, объёмная и молярная теплоёмкость

Теплоёмкостью называют количество теплоты, которое необходимо подвести к телу (или отвести от него) для изменения его температуры на 1 К. Теплоёмкость тела является экстенсивным параметром, т.е. зависит от количества вещества в данном теле, поэтому при выполнении теплотехнических расчетов используют теплоёмкость, отнесенную к какой-либо количественной единице (кг, м³, кмоль) вещества. В зависимости от выбранной количественной единицы различают удельную, объёмную и молярную теплоёмкости.

Теплоёмкость, отнесённую к 1 кг вещества, называют *удельной* (Дж/(кг·К)) и обозначают C .

Теплоёмкость, отнесённую к 1 м³ вещества *при нормальных физических условиях*, называют *объёмной* (Дж/(м³·К)) и обозначают C' .

Теплоёмкость, отнесённую к 1 кмоль вещества, называют *молярной* (Дж/(кмоль·К)) и обозначают μC .

Между приведенными выше теплоёмкостями существует следующая зависимость:

$$C = C' v_n = \frac{C'}{\rho_n} = \frac{\mu C}{\mu}, \quad (2.1)$$

где v_n и ρ_n – удельный объём и плотность вещества при нормальных физических условиях.

Количество теплоты, подводимой (или отводимой) к телу (или системе) при изменении его температуры от t_1 до t_2 , может быть найдено по одному из следующих выражений:

$$Q = mC(t_2 - t_1) = V_i C'(t_2 - t_1) = M \mu C(t_2 - t_1), \quad (2.2)$$

где V_n – объём вещества при нормальных физических условиях, м³;

M – количество молей (киломолей) вещества, моль (кмоль).

2.2. Истинная и средняя теплоёмкость

Теплоёмкость идеального газа зависит от температуры, поэтому различают истинную и среднюю теплоёмкости. В общем случае зависимость теплоёмкости от температуры имеет вид

$$C = C_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + \dots, \quad (2.3)$$

где C_0 – теплоёмкость при температуре 0°C ;

$a_1; a_2; a_3$ – коэффициенты, определяемые опытным путем.

Графически зависимость теплоёмкости от температуры представляется степенной функцией, приведенной на рис. 3.

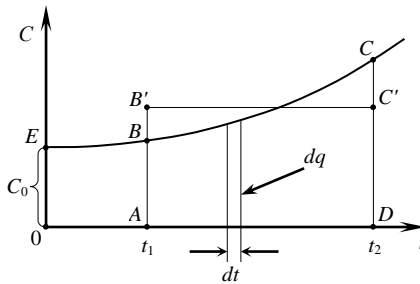


Рис. 3. К определению средней теплоёмкости C_m при нелинейной зависимости теплоёмкости от температуры.

Отношение элементарного количества теплоты dq , подведенного к телу или системе, к вызванному им изменению температуры тела dt , когда последнее стремится к нулю

$$\frac{dq}{dt} = C, \quad (2.4)$$

называется **истинной теплоёмкостью**.

Тогда из выражения (2.4) элементарное количество теплоты

$$dq = C dt. \quad (2.5)$$

При бесконечно малом изменении температуры dt изменением теплоёмкости C можно пренебречь и в данном температурном интервале считать ее постоянной. Тогда величина dq будет равна площади прямоугольника с основанием dt и высотой C , а общее количество теплоты q_{1-2} , подведенной к телу для изменения его температуры от t_1 до t_2 , определится из выражения

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} C dt = \text{пл. } ABCD, \quad (2.6)$$

как площадь криволинейной трапеции $ABCD$.

Заменив на рис. 3 криволинейную трапецию $ABCD$ равновеликим ей по площади прямоугольником $AB'C'D$, получим

$$q_{1-2} = \text{пл. } AB'C'D, \quad (2.7)$$

где высота прямоугольника AB' является средней теплоёмкостью в интервале температур от t_1 до t_2 и обозначается C_m , а основание прямоугольника AD равно разности температур $(t_2 - t_1)$.

Средней теплоёмкостью C_m в интервале температур от t_1 до t_2 называется отношение подведенной в процессе теплоты q_{1-2} к разности температур $(t_2 - t_1)$:

$$C_m = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}. \quad (2.8)$$

Тогда количество подведенной теплоты определится из выражения

$$q_{1-2} = C_m (t_2 - t_1). \quad (2.9)$$

Количество подведенной теплоты q_{1-2} может быть определено и другим способом (см. рис. 3):

$$q_{1-2} = \text{пл. } ABCD = \text{пл. } OECD - \text{пл. } OEBA = C_0^{t_2} t_2 - C_0^{t_1} t_1, \quad (2.10)$$

где $C_0^{t_1}$ и $C_0^{t_2}$ – средние теплоёмкости в интервалах температур от 0°C до t_1 и до t_2 , значения которых берутся из таблиц.

Приравняв правые части выражений (2.9) и (2.10), получим

$$C_m = \frac{C_0^{t_2} t_2 - C_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}. \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) применяется для определения средней теплоёмкости в заданном интервале температур от t_1 до t_2 при нелинейной зависимости теплоёмкости от температуры.

В ряде случаев для упрощения расчетов слагаемыми 2-го порядка и выше в выражении (2.3) пренебрегают, тогда оно принимает вид

$$C = C_0 + at, \quad (2.12)$$

а зависимость теплоёмкости от температуры будет линейной (рис. 4).

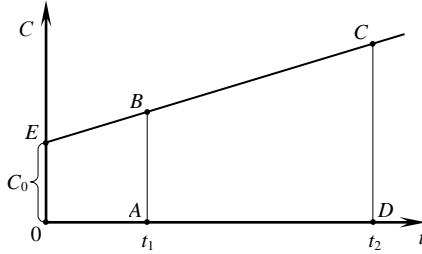


Рис. 4. К определению средней теплоёмкости C_m при линейной зависимости теплоёмкости от температуры.

Средняя теплоёмкость в данном случае определится из выражения

$$C_m = \frac{AB + CD}{t_2 - t_1} = \frac{C_0 + a t_1 + C_0 + a t_2}{2}, \quad (2.13)$$

откуда окончательно получим

$$C_m = C_0 + a \cdot \frac{t_1 + t_2}{2}, \quad (2.14)$$

где a – тангенс угла наклона прямой, характеризующей зависимость теплоёмкости от температуры, который зависит от вида газа.

Выражение (2.14) используется для определения средней теплоёмкости в заданном интервале температур от t_1 до t_2 при линейной зависимости теплоёмкости от температуры.

В некоторых случаях при расчетах в небольших температурных интервалах зависимостью теплоёмкости от температуры пренебрегают и считают теплоёмкость величиной постоянной.

2.3. Изохорная и изобарная теплоёмкость

Теплоёмкость идеального газа зависит от характера процесса, в котором подводится или отводится теплота. Поэтому в термодинамике большое значение имеют теплоёмкость газа в процессе, протекающем при постоянном объёме C_v , и теплоёмкость в процессе, протекающем при постоянном давлении C_p . С учётом этого различают следующие виды теплоёмкости:

- C_v – удельная изохорная теплоёмкость;
- C_p – удельная изобарная теплоёмкость;
- C'_v – объёмная изохорная теплоёмкость;
- C'_p – объёмная изобарная теплоёмкость;
- μC_v – молярная изохорная теплоёмкость;
- μC_p – молярная изобарная теплоёмкость.

Для определения соотношения между C_v и C_p рассмотрим процессы нагревания 1 кг идеального газа на 1 К при постоянном объёме и при

постоянном давлении (рис. 5).

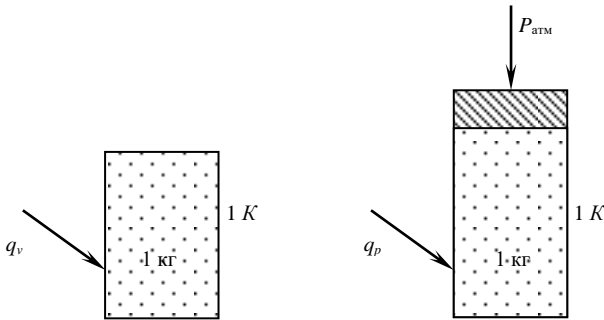


Рис. 5. К определению соотношения между C_p и C_v .

Количество теплоты, подведённое к 1 кг газа в изохорном процессе,

$$q_v = m \cdot C_v \cdot (t_2 - t_1) = C_v = \Delta u, \quad (2.15)$$

а количество теплоты, подведённое к 1 кг газа в изобарном процессе,

$$q_p = m \cdot C_p \cdot (t_2 - t_1) = C_p = \Delta u + l. \quad (2.16)$$

Вычтя из выражения (2.16) выражение (2.15), получим

$$q_p - q_v = C_p - C_v = l. \quad (2.17)$$

Следовательно, разность между C_p и C_v равна работе 1 кг идеального газа при нагревании его на 1 К в процессе при постоянном давлении, а эта работа равна удельной газовой постоянной R :

$$C_p - C_v = R. \quad (2.18)$$

Полученное выражение (2.18) называется **уравнением Майера**. Если обе части уравнения (2.18) умножить на молярную массу, получим

$$\mu C_p - \mu C_v = \mu R = 8314, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}). \quad (2.19)$$

В теплотехнических расчётах часто используется отношение изобарной C_p и изохорной C_v теплоёмкостей

$$\frac{C_p}{C_v} = k, \quad (2.20)$$

называемое коэффициентом Пуассона, или показателем адиабаты.

Для идеального газа k не зависит от параметров его состояния, а зависит только от вида газа и определяется числом степеней свободы его молекулы. Для одноатомных газов $k = 1,67$, для двухатомных $k = 1,4$, для трёх- и многоатомных газов $k = 1,33$.

3. СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

3.1. Закон Дальтона. Способы задания состава газовой смеси

Идеальной газовой смесью называется смесь газов, не вступающих в химические реакции между собой, в которой каждый газ является идеальным и подчиняется законам идеальных газов.

Пусть в сосуде под давлением $P_{\text{см}}$ находится смесь, состоящая из двух идеальных газов при температуре $t_{\text{см}}$ (рис. 6).

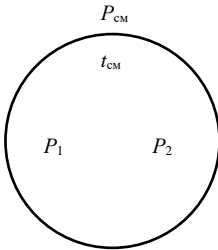


Рис. 6. К определению давления смеси идеальных газов.

Если один из газов удалить, то останется один газ при давлении P_1 . Если оставить только второй газ, то в сосуде установится давление P_2 . Следовательно, каждый газ в смеси создает своё давление, которое называется **парциальным** (от латинского *partialis* – частичный).

Парциальное давление – давление, которое оказывал бы газ – компонент газовой смеси на стенки сосуда, если бы он один занимал весь объём газовой смеси при той же температуре.

Тогда общее давление газовой смеси определится из выражения

$$P_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n P_i, \quad (3.1)$$

где P_i – парциальное давление i -го компонента газовой смеси.

Равенство (3.1) представляет собой математическое выражение **закона Дальтона**, который гласит: общее давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений ее компонентов.

Состав газовой смеси может быть задан несколькими способами

- 1) массовыми долями;
- 2) объёмными долями;
- 3) молярными долями.

Массовой долей i -го компонента газовой смеси g_i называется отношение массы данного компонента к массе всей смеси:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}}, \quad (3.2)$$

где m_i – масса i -го компонента газовой смеси;

$m_{\text{см}}$ – масса газовой смеси.

Сумма масс всех компонентов m_i , входящих в газовую смесь, равна массе смеси $m_{\text{см}}$:

$$\sum_{i=1}^n m_i = m_{\text{см}}, \quad (3.3)$$

а сумма массовых долей g_i всех компонентов равна единице:

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1. \quad (3.4)$$

Объёмной долей i -го компонента газовой смеси r_i называется отношение парциального объёма данного компонента к объёму всей смеси:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}, \quad (3.5)$$

где V_i – парциальный объём i -го компонента газовой смеси;
 $V_{\text{см}}$ – объём газовой смеси.

Парциальным объёмом компонента газовой смеси V_i называется объём, который он занимает при давлении и температуре смеси.

Сумма парциальных объёмов всех компонентов V_i , входящих в газовую смесь, равна объёму газовой смеси $V_{\text{см}}$:

$$\sum_{i=1}^n V_i = V_{\text{см}}, \quad (3.6)$$

а сумма объёмных долей r_i всех компонентов равна единице:

$$\sum_{i=1}^n r_i = 1. \quad (3.7)$$

Парциальный объём i -го компонента смеси V_i и объём газовой смеси $V_{\text{см}}$ в выражении (3.5) можно представить как произведение

$$V_i = \mu_i v_i M_i, \quad V_{\text{см}} = \mu_{\text{см}} v_{\text{см}} M_{\text{см}}, \quad (3.8)$$

где M_i и $M_{\text{см}}$ – соответственно количество молей (киломолей) i -го компонента смеси и всей газовой смеси.

Тогда выражение (3.5) примет вид

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{\mu_i v_i M_i}{\mu_{\text{см}} v_{\text{см}} M_{\text{см}}} = \frac{M_i}{M_{\text{см}}} = \chi_i, \quad (3.9)$$

где отношение числа молей i -го компонента смеси M_i к числу молей всей газовой смеси $M_{\text{см}}$ называется молярной долей i -го компонента и обозначается χ_i .

Как видно из полученного равенства (3.9), задание состава смеси объёмными и молярными долями тождественно, поэтому на практике используются только два первых способа задания состава газовой смеси – массовыми и объёмными долями.

При необходимости перехода от массового состава смеси к объёмному и обратно используются следующие зависимости:

$$g_i = r_i \frac{\rho_i}{\rho_{\text{см}}} = r_i \frac{\mu_i}{\mu_{\text{см}}} = r_i \frac{V_{\text{см}}}{V_i} = r_i \frac{R_{\text{см}}}{R_i}, \quad (3.10)$$

$$r_i = g_i \frac{\rho_{\text{см}}}{\rho_i} = g_i \frac{\mu_{\text{см}}}{\mu_i} = g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}} = g_i \frac{V_i}{V_{\text{см}}}. \quad (3.11)$$

3.2. Плотность газовой смеси. Кажущаяся (средняя) молярная масса смеси

Плотность газовой смеси можно представить как отношение массы смеси к её объёму:

$$\rho_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} = \frac{m_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^n V_i} = \frac{m_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i}}. \quad (3.12)$$

Подставив в выражение (3.12) m_i из отношения

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}} \Rightarrow m_i = g_i \cdot m_{\text{см}}, \quad (3.13)$$

окончательно для плотности газовой смеси получим

$$\rho_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\rho_i}}. \quad (3.14)$$

Выражение (3.14) используется в случае, если известен массовый состав газовой смеси. Если состав газовой смеси задан объёмными долями, то плотность смеси находят из выражения

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i. \quad (3.15)$$

При расчетах, производимых с газовыми смесями, используют среднюю (кажущуюся) молярную массу, которая дает возможность рассматривать газовую смесь как один однородный газ, что существенно упрощает расчеты. Средняя молярная масса газовой смеси определяется как отношение массы газовой смеси к числу молей (киломолей) в смеси.

Массу газовой смеси можно представить как сумму масс ее компонентов:

$$m_{\text{см}} = m_1 + m_2 + \dots + m_n, \quad (3.16)$$

или

$$\mu_{\text{см}} \cdot M_{\text{см}} = \mu_1 \cdot M_1 + \mu_2 \cdot M_2 + \dots + \mu_n \cdot M_n. \quad (3.17)$$

Разделив левую и правую части на $M_{\text{см}}$, получим

$$\mu_{\text{см}} = \mu_1 \frac{M_1}{M_{\text{см}}} + \mu_2 \frac{M_2}{M_{\text{см}}} + \dots + \mu_n \frac{M_n}{M_{\text{см}}}, \quad (3.18)$$

откуда окончательно имеем

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot r_i. \quad (3.19)$$

Количество молей газовой смеси можно представить как сумму молей компонентов смеси:

$$M_{\text{см}} = M_1 + M_2 + \dots + M_n, \quad (3.20)$$

или

$$\frac{m_{\text{см}}}{\mu_{\text{см}}} = \frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{\mu_n}. \quad (3.21)$$

Разделив левую и правую части равенства (3.21) на $m_{\text{см}}$, получим

$$\frac{1}{\mu_{\text{см}}} = \frac{1}{\mu_1} \cdot \frac{m_1}{m_{\text{см}}} + \frac{1}{\mu_2} \cdot \frac{m_2}{m_{\text{см}}} + \dots + \frac{1}{\mu_n} \cdot \frac{m_n}{m_{\text{см}}}. \quad (3.22)$$

С учётом того, что

$$\frac{m_1}{m_{\text{см}}} = g_1; \quad \frac{m_2}{m_{\text{см}}} = g_2; \quad \frac{m_n}{m_{\text{см}}} = g_n, \quad (3.23)$$

получим

$$\frac{1}{\mu_{\text{см}}} = \frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \dots + \frac{g_n}{\mu_n}, \quad (3.24)$$

или

$$\frac{1}{\mu_{\text{см}}} = \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}. \quad (3.25)$$

Окончательно для средней молярной массы газовой смеси имеем

$$\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}}. \quad (3.26)$$

3.3. Газовая постоянная смеси. Парциальные давления компонентов смеси

Газовую постоянную смеси определим из выражения (3.10):

$$g_i = r_i \frac{R_{\text{см}}}{R_i}. \quad (3.27)$$

Просуммировав обе части выражения (3.27), получим

$$\sum_{i=1}^n g_i = \sum_{i=1}^n r_i \frac{R_{\text{см}}}{R_i} = 1, \quad (3.28)$$

откуда газовая постоянная смеси

$$R_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}}. \quad (3.29)$$

Если состав газовой смеси задан массовыми долями, то из выражения (3.11)

$$r_i = g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}}. \quad (3.30)$$

Просуммировав обе части выражения (3.30), получим

$$\sum_{i=1}^n r_i = \sum_{i=1}^n g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}} = 1, \quad (3.31)$$

откуда окончательно имеем

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot R_i. \quad (3.32)$$

Газовую постоянную смеси можно также найти по формуле (1.32):

$$R_{\text{см}} = \frac{8314}{\mu_{\text{см}}}. \quad (3.33)$$

Для определения парциальных давлений компонентов газовой смеси запишем уравнение состояния для i -го компонента газовой смеси в первом случае, когда он находится под парциальным давлением P_i и занимает весь объём смеси $V_{\text{см}}$:

$$P_i V_{\text{см}} = m_i \cdot R_i \cdot T, \quad (3.34)$$

и во втором случае, когда он находится под давлением газовой смеси $P_{\text{см}}$ и занимает парциальный объём V_i :

$$P_{\text{см}} V_i = m_i \cdot R_i \cdot T. \quad (3.35)$$

Поскольку правые части выражений (3.34) и (3.35) равны, можем приравнять и их левые части

$$P_i V_{\text{см}} = P_{\text{см}} V_i, \quad (3.36)$$

откуда находим

$$P_i = P_{\text{см}} \frac{V_i}{V_{\text{см}}}. \quad (3.37)$$

Но так как из определения объёмной доли i -го компонента смеси

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}, \quad (3.38)$$

то окончательно для парциального давления i -го компонента имеем

$$P_i = P_{\text{см}} \cdot r_i. \quad (3.39)$$

Если состав смеси задан массовыми долями, то, подставив в выражение (3.39) значение r_i из равенства (3.11)

$$r_i = g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}}, \quad (3.40)$$

окончательно получим

$$P_i = P_{\text{см}} \cdot g_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}}. \quad (3.41)$$

3.4. Теплоёмкость газовой смеси

Для определения теплоёмкости газовой смеси необходимо знать ее состав и теплоёмкости всех компонентов смеси. Так, если задан массовый состав смеси, то её удельную теплоёмкость находят по формуле

$$C_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot C_i, \quad (3.42)$$

где C_i – удельная теплоёмкость i -го компонента газовой смеси.

Если известен объёмный состав газовой смеси, то ее объёмная теплоёмкость

$$C'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot C'_i, \quad (3.43)$$

где C'_i – объёмная теплоёмкость i -го компонента газовой смеси.

Молярная теплоёмкость газовой смеси может быть найдена из выражения

$$\mu C_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu C_i, \quad (3.44)$$

где μC_i – молярная теплоёмкость i -го компонента газовой смеси.

4. ПЕРВЫЙ И ВТОРОЙ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

4.1. Аналитические выражения для работы l и теплоты q

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона превращения и сохранения энергии применительно к тепловым явлениям. В 1842 г. немецкий ученый Р. Майер впервые установил эквивалентность между подводимой теплотой и производимой работой и тем обосновал первый закон термодинамики.

Уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$q = \Delta u + l, \quad (4.1)$$

или в дифференциальной форме

$$dq = du + dl. \quad (4.2)$$

Существует несколько формулировок первого закона термодинамики, одна из которых: «теплота q , подводимая к термодинамической системе, затрачивается на изменение ее внутренней энергии Δu и совершение работы l против внешних сил».

Для определения работы, совершаемой газом при расширении, рассмотрим частный случай расширения газа при постоянном давлении. В цилиндре с подвижным поршнем (рис. 7), площадь которого равна F , находится 1 кг газа, на поршень действует постоянное давление P , равное атмосферному.

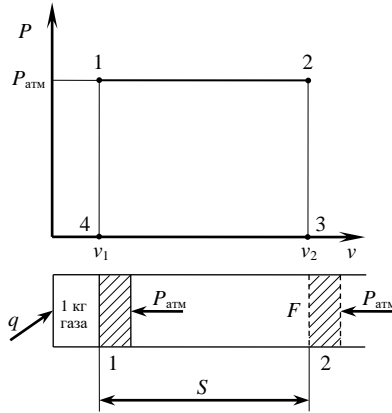


Рис. 7. К определению работы расширения 1 кг идеального газа в процессе при постоянном давлении.

Удельный объём газа равен v_1 и его начальное состояние в системе координат Pv изображается точкой 1.

Если подвести к газу некоторое количество теплоты q , то вследствие расширения газа поршень переместится до нового положения, соответствующего точке 2 на диаграмме.

Из курса физики известно, что работа может быть найдена как произведение силы, действующей на тело, на путь, пройденный телом под действием этой силы. Сила, действующая на поршень, определится как произведение давления на площадь поршня PF , а путь, пройденный поршнем, равен S . Тогда совершаемая газом работа

$$l = PFS, \quad (4.3)$$

но произведение FS равно разности удельных объёмов $(v_2 - v_1)$, т.е.

$$l = P(v_2 - v_1) = P\Delta v. \quad (4.4)$$

Из рис. 7 видно, что множитель P в уравнении (4.4) является высотой прямоугольника 1234 , а разность $(v_2 - v_1)$ – его основанием, следовательно, работа расширения 1 кг идеального газа в процессе при постоянном давлении равна площади прямоугольника 1234 .

Рассмотрим процесс расширения идеального газа в произвольном термодинамическом процессе $1-2$ (рис. 8).

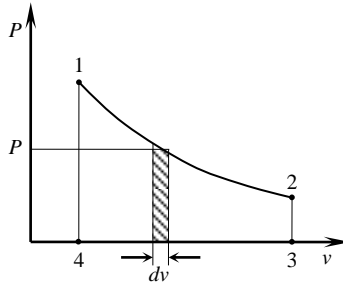


Рис. 8. К определению работы расширения 1 кг идеального газа в произвольном термодинамическом процессе.

Выделим элементарный участок изменения удельного объема dv , изменением давления на этом участке можно пренебречь ввиду его малости и считать давление постоянным и равным P . Тогда элементарная работа dl на данном участке определится из выражения

$$dl = Pdv, \quad (4.5)$$

а полная работа расширения газа в процессе 1–2

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} Pdv = \text{пл. } 12341, \quad (4.6)$$

т.е. работа расширения в координатах Pv равна площади, ограниченной линией процесса расширения 1–2, двумя крайними ординатами 1–4 и 2–3 и осью абсцисс.

При расширении газа не вся работа его расширения может быть полезно использована, так как часть ее затрачивается на вытеснение газа из надпоршневого пространства. Поэтому в теплотехнике используют понятие *полезной (располагаемой)* работы l' , определяемой как разность между работой расширения l и работой вытеснения $l_{\text{выт}}$:

$$l' = l - l_{\text{выт}}, \quad (4.7)$$

где работа вытеснения $l_{\text{выт}}$ определяется по формуле

$$l_{\text{выт}} = P_2v_2 - P_1v_1. \quad (4.8)$$

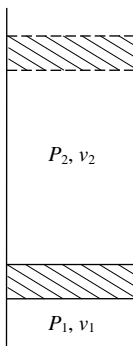


Рис. 9. К определению работы вытеснения $l'_{\text{выт}}$.

В выражении (4.8) P_1, v_1 и P_2, v_2 – начальные и конечные параметры состояния газа в цилиндре (рис. 9).

Тогда полезная (располагаемая) работа

$$l'_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv - (P_2 v_2 - P_1 v_1). \quad (4.9)$$

Подынтегральное выражение $P dv$ представляет собой часть дифференциала $d(Pv) = P dv + v dP$, откуда

$$P dv = d(Pv) - v dP. \quad (4.10)$$

Подставив в выражение (4.9) вместо $P dv$ его значение из выражения (4.10) и выполнив ряд преобразований, получим

$$l'_{1-2} = - \int_{P_1}^{P_2} v dP = \text{пл. } 12561, \quad (4.11)$$

т.е. полезная (располагаемая) работа в системе координат Pv равна площади, ограниченной линией процесса расширения 1–2, двумя крайними абсциссами 2–5 и 6–1 и осью ординат (рис. 10).

Диаграмму в системе координат Pv часто называют *рабочей* диаграммой, так как площадь в ней выражает работу.

В теплотехнике также находит широкое применение диаграмма в системе координат Ts . Рассмотрим произвольный процесс изменения состояния 1 кг идеального газа 1–2 в координатах Ts (рис. 11).

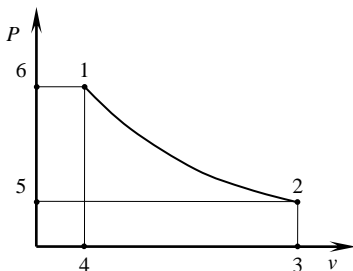


Рис. 10. К определению полезной (располагаемой) работы 1 кг идеального газа в произвольном термодинамическом процессе.

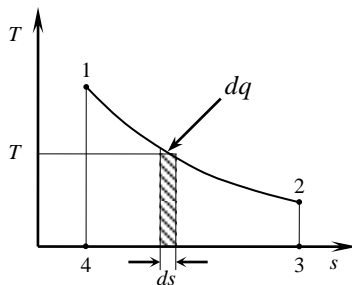


Рис. 11. К определению количества теплоты, подведенной к 1 кг идеального газа в произвольном термодинамическом процессе.

Выделим элементарный участок изменения энтропии ds , изменением температуры на этом участке можно пренебречь ввиду его малости и считать температуру постоянной и равной T . Тогда элементарное ко-

личество теплоты dq , подведенное на данном участке, определится из выражения (1.14)

$$dq = Tds, \quad (4.12)$$

а полное количество теплоты q_{1-2} , подведённой в процессе 1–2

$$q_{1-2} = \int_{s_1}^{s_2} Tds = \text{пл. 1234}. \quad (4.13)$$

Диаграмму в системе координат Ts часто называют **тепловой** диаграммой, так как площадь в ней выражает количество теплоты.

4.2. Аналитические выражения первого закона термодинамики

Пусть 1 кг идеального газа совершает произвольный термодинамический процесс 1–2 (рис. 12), на элементарном участке которого подводится бесконечно малое количество теплоты dq , при этом температура и удельный объём газа увеличиваются соответственно на бесконечно малые величины dT и dv .

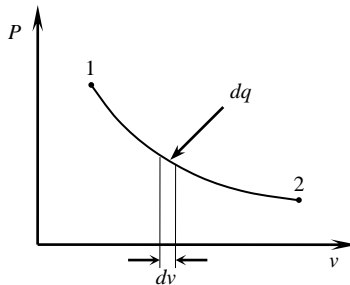


Рис. 12. К выводу аналитического выражения первого закона термодинамики.

С повышением температуры газа на dT возрастает его внутренняя энергия на величину du , увеличение объёма газа на dv сопровождается совершением им работы dl по преодолению внешних сил.

Тогда, согласно закону сохранения энергии, для элементарного участка процесса 1–2 можно записать уравнение

$$dq = du + dl = du + Pdv = C_v dT + Pdv. \quad (4.14)$$

Уравнение (4.14) представляет собой одну из форм записи аналитического выражения первого закона термодинамики, где теплота, подводимая к термодинамической системе, выражена через изменение внутренней энергии системы и совершаемую ей работу расширения.

Продифференцировав первую часть выражения (1.12), получим

$$dh = \underbrace{du + Pdv}_{dq} + vdP = dq + vdP, \quad (4.15)$$

откуда, выразив количество теплоты dq , имеем

$$dq = dh - vdP = C_p dT - vdP, \quad (4.16)$$

Уравнение (4.16) представляет собой другую форму записи аналитического выражения первого закона термодинамики, где теплота, подводимая к термодинамической системе, выражена через изменение энтальпии системы и полезную (располагаемую) работу.

4.3. Второй закон термодинамики

Первый закон термодинамики рассматривает количественное соотношение между теплотой q и работой l и не рассматривает качественную сторону процесса:

- 1) не указывает условий превращения теплоты в работу;
- 2) не указывает направления процесса, нельзя определить его характер и конечный результат;
- 3) не указывает, передаётся ли теплота от горячего источника к холодному или наоборот.

Второй закон термодинамики определяет направление, по которому протекают термодинамические процессы и устанавливает возможные пределы превращения теплоты в работу при круговых процессах, поэтому он дополняет первый закон термодинамики.

Существует много формулировок второго закона термодинамики.

Французский физик Сади Карно в 1824 г. сформулировал второй закон термодинамики следующим образом: «Повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение работы».

Немецкий физик Рудольф Клаузиус в 1850 г. дал следующую формулировку: «Теплота не может переходить сама по себе от одного тела к другому, имеющему температуру более высокую, чем первое тело».

Австрийский физик Людвиг Больцман сформулировал второй закон термодинамики так: «Природа стремится к переходу от менее вероятных состояний к более вероятным».

И, наконец, современная формулировка второго закона термодинамики звучит следующим образом: «Любой реальный самопроизвольный процесс является необратимым».

Физический смысл второго закона термодинамики может быть пояснен при помощи выражения

$$dS \geq 0, \quad (4.17)$$

т.е. энтропия изолированной термодинамической системы может оставаться постоянной, если в системе протекают обратимые процессы, или возрастать при протекании в ней необратимых процессов, но ни при каких условиях не может уменьшаться.

Знак равенства в выражении (4.17) относится к обратимым процессам, а знак $>$ – к необратимым.

Все действительные термодинамические процессы являются нео-

братимыми, поэтому энтропия изолированной термодинамической системы всегда возрастает, следствием чего является снижение работоспособности системы.

4.4. Круговые термодинамические процессы (циклы)

Рассмотрим произвольный термодинамический процесс расширения газа $1-2-3$ в системе координат Pv (рис. 13).

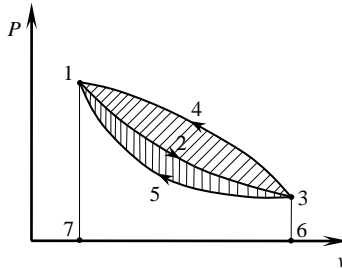


Рис. 13. Прямой и обратный термодинамические циклы.

В точке 3 в результате расширения газа его давление и температура стали равны давлению и температуре окружающей среды. Площадь под кривой процесса 12367 равна работе расширения. Для возобновления работы данного рабочего тела необходимо вернуть его в первоначальное состояние из точки 3 в точку 1. Это можно осуществить тремя различными путями:

- 1) по пути $3-2-1$, при этом работа расширения будет равна работе сжатия, а суммарная работа цикла равна нулю;
- 2) по пути $3-4-1$, при этом работа сжатия будет больше работы расширения на пл. 12341 , а работа цикла будет отрицательной;
- 3) по пути $3-5-1$, при этом работа расширения будет больше работы сжатия на пл. 12351 , а суммарная работа цикла будет положительной.

Совокупность последовательно происходящих термодинамических процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в первоначальное состояние, называется **круговым процессом**, или **циклом**.

Циклы бывают прямые и обратные. Цикл, в результате которого получается положительная работа, называется прямым циклом. По прямым циклам работают все тепловые двигатели. Цикл, для осуществления которого необходимо затрачивать работу, называется обратным циклом. По обратным циклам работают холодильные машины.

В диаграммах Pv и Ts прямые циклы осуществляются по часовой стрелке, обратные – против часовой стрелки.

Рассмотрим произвольный прямой термодинамический цикл 1 кг идеального газа (рис. 14).

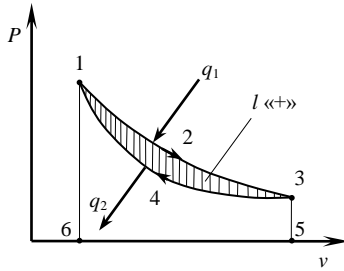


Рис. 14. Прямой термодинамический цикл.

Цикл 12341 осуществляется по часовой стрелке, следовательно он является прямым. В процессе расширения $1-2-3$ за счет подводимой теплоты q_1 и снижения внутренней энергии рабочее тело совершает работу расширения, численно равную площади под линией процесса 12356 . В процессе сжатия $3-4-1$ отводится теплота q_2 и повышается внутренняя энергия рабочего тела за счет затраченной работы сжатия, численно равной площади 14356 . В результате осуществления прямого цикла получается положительная работа, равная разности между работой расширения и сжатия, и графически изображаемая площадью 12341 . Полезно используемое количество теплоты q может быть найдено как разность между подведенной и отведенной теплотой:

$$q = q_1 - q_2. \quad (4.18)$$

Изменение внутренней энергии в цикле $\Delta u = 0$, так как рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. В соответствии с первым законом термодинамики, подставив Δu в выражение (4.1), получим

$$q = l, \quad (4.19)$$

т.е. вся полезно используемая в цикле теплота преобразуется в работу.

Эффективность прямого термодинамического цикла (цикла ДВС) оценивается термическим к.п.д. – η_t , определяемым из выражения

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l}{q_1}, \quad \eta_t < 1. \quad (4.20)$$

Рассмотрим произвольный обратный термодинамический цикл 1 кг идеального газа (рис. 15).

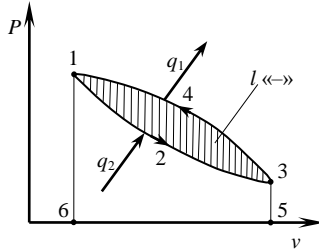


Рис. 15. Обратный термодинамический цикл.

Цикл 12341 осуществляется против часовой стрелки, следовательно, он является обратным. Направление теплоты q_1 и q_2 в обратном цикле по сравнению с прямым изменяется на противоположное. В процессе расширения $1-2-3$ подводится теплота q_2 низкого потенциала и снижается внутренняя энергия, рабочее тело совершает работу расширения, численно равную площади под линией процесса 12356 . В процессе сжатия $3-4-1$ отводится теплота q_1 высокого потенциала и повышается внутренняя энергия рабочего тела за счет затраченной работы сжатия, численно равной площади 14356 . В обратном цикле работа цикла отрицательная, равна разности между работой расширения и сжатия, и графически изображается площадью 12341 , т.е. обратный цикл может осуществляться только при затрате работы от внешнего источника.

Эффективность обратного цикла оценивается холодильным коэффициентом ε , который определяется из выражения

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l}. \quad (4.21)$$

Холодильный коэффициент ε обычно больше единицы и зависит от вида рабочего тела (холодильного агента). При обычных рабочих условиях для большинства хладагентов значение холодильного коэффициента находится в диапазоне от 3 до 8 (табл. 3).

Т а б л и ц а 3. Величина холодильного коэффициента ε для некоторых хладагентов

Марка хладагента, условное обозначение по Международному стандарту	Химическая формула (состав)	Холодильный коэффициент ε
1	2	3
Диоксид серы (сернистый ангидрид), R764	SO ₂	8,7
Аммиак, R717	NH ₃	7,6
Диоксид углерода (углекислый газ), R744	CO ₂	5,7
Фреоны: R22	CHClF ₂	6,43
R134A	CF ₃ CFH ₂	6,40

Окончание таблицы 3

1	2	3
R407C	Смесь R32 (23 %), R125 (25 %), R134A (52 %)	6,24
R410A	Смесь R32(50 %), R125 (50 %)	6,02

5. АНАЛИЗ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

5.1. Задачи и методика проведения анализа

Основными термодинамическими процессами, имеющими большое значение в технике, являются: *изохорный*, протекающий при постоянном объеме; *изобарный*, протекающий при постоянном давлении; *изотермический*, протекающий при постоянной температуре; *адиабатный*, протекающий без теплообмена с окружающей средой.

Кроме того, имеется группа процессов, являющихся обобщающими для основных процессов, которые называются *политропными*.

Задачами анализа термодинамических процессов являются:

1) определение закономерностей изменения основных параметров состояния термодинамической системы;

2) выявление особенностей превращения и перераспределения энергии в процессе.

Анализ всех процессов осуществляется общим термодинамическим методом в приведенной ниже последовательности:

- 1) формулируется закон и выводится уравнение (ния) процесса;
- 2) по имеющимся уравнениям строятся графики процесса в системе координат Pv и Ts ;
- 3) определяется зависимость между начальными и конечными параметрами состояния системы;
- 4) определяется работа расширения l по общей для всех процессов формуле (4.6)

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv;$$

5) определяется полезная (располагаемая) работа l' по общей для всех процессов формуле (4.11)

$$l'_{1-2} = - \int_{P_1}^{P_2} v dP;$$

6) определяется изменение внутренней энергии Δu в процессе по формуле (1.10)

$$\Delta u_{1-2} = C_v (T_2 - T_1);$$

7) определяется изменение энтальпии Δh по формуле (1.13)

$$\Delta h_{1-2} = C_p (T_2 - T_1);$$

8) определяется изменение энтропии Δs по формуле (1.15)

$$\Delta s_{1-2} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1};$$

9) определяется количество теплоты q , участвующей в процессе, на основании первого закона термодинамики (4.1):

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

10) строится тепловая схема процесса (рис. 16).

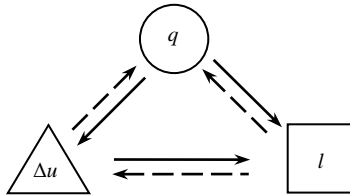


Рис. 16. Общий вид тепловой схемы термодинамического процесса.

Тепловая схема была предложена А.С. Ястржембским для графической интерпретации превращения энергии в термодинамических процессах. При этом вводятся следующие обозначения энергетических составляющих: \circ – теплота q , подводимая или отводимая в термодинамическом процессе; \triangle – изменение внутренней энергии системы Δu ; \square – совершенная или затраченная системой работа, а направления взаимного превращения всех энергетических показателей термодинамической системы указываются стрелками.

5.2. Изохорный процесс

Изохорным процессом называется процесс подвода или отвода теплоты от газа, происходящий при постоянном объеме, следовательно, уравнение процесса можно записать в виде $v = \text{const}$.

Графиком изохорного процесса в координатах Pv является вертикальный отрезок 1–2 (рис. 17, а), а в координатах Ts – логарифмическая кривая 1–2 (рис. 17, б).

Для определения соотношения между начальными и конечными параметрами состояния системы в изохорном процессе запишем уравнение состояния 1 кг идеального газа для точек 1 и 2:

$$P_1 v = RT_1, \quad P_2 v = RT_2.$$

Разделив второе выражение на первое, получим

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (5.1)$$

т.е. в изохорном процессе давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре.

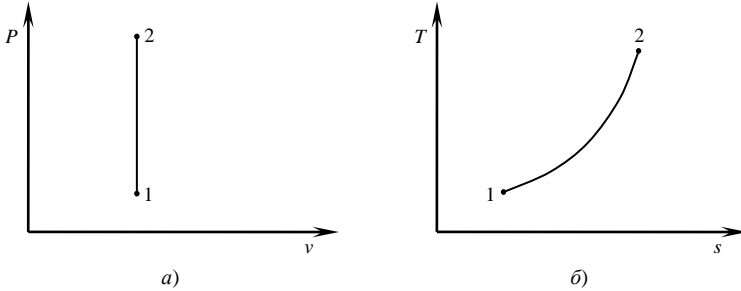


Рис. 17. Графики изохорного процесса в координатах Pv (а) и Ts (б).

Работа расширения l определяется по формуле (4.6), однако так как изохорный процесс протекает при постоянном объёме, следовательно, элементарное изменение объёма $dv = 0$, поэтому и работа в процессе

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv = 0, \quad l_v = 0. \quad (5.2)$$

Полезная (располагаемая) работа l' в изохорном процессе определяется по формуле (4.11)

$$l'_{1-2} = - \int_{P_1}^{P_2} v dP = -v(P_2 - P_1), \quad l'_{1-2} = -v(P_2 - P_1). \quad (5.3)$$

Изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в изохорном процессе определяется по общим формулам (1.10) и (1.13)

$$\Delta u_{1-2} = C_v(T_2 - T_1),$$

$$\Delta h_{1-2} = C_p(T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии Δs в изохорном процессе определяется по формуле (1.15)

$$\Delta s_{1-2} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

однако так как $v_1 = v_2$, то второе слагаемое в приведенном выражении равно нулю, тогда окончательно для изохорного процесса имеем

$$\Delta s_v = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} = C_v \ln \frac{P_2}{P_1}. \quad (5.4)$$

При определении количества теплоты q , участвующей в процессе, по уравнению первого закона термодинамики (4.1) с учётом выражения (5.2) получим

$$q_v = \Delta u,$$

т.е. вся теплота, подводимая в изохорном процессе, затрачивается на изменение внутренней энергии системы.

Тепловая схема изохорного процесса представлена на рис. 18.

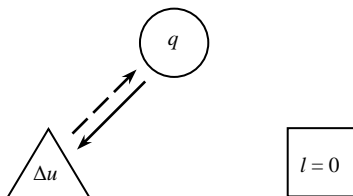


Рис. 18. Тепловая схема изохорного процесса.

5.3. Изобарный процесс

Изобарным процессом называется процесс подвода или отвода теплоты от газа, происходящий при постоянном давлении, следовательно, уравнение процесса можно записать в виде $P = \text{const}$.

Графиком изобарного процесса в координатах Pv является горизонтальный отрезок $1-2$ (рис. 19, а), а в координатах Ts – логарифмическая кривая $1-2$ (рис. 19, б).

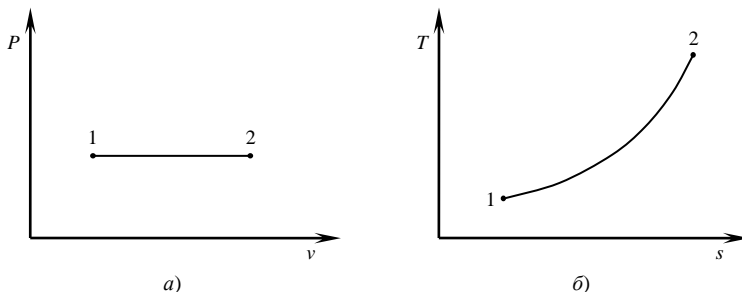


Рис. 19. Графики изобарного процесса в координатах Pv (а) и Ts (б).

Для определения соотношения между начальными и конечными параметрами состояния системы в изобарном процессе запишем уравнение состояния 1 кг идеального газа для точек 1 и 2:

$$Pv_1 = RT_1, \quad Pv_2 = RT_2.$$

Разделив второе выражение на первое, получим

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (5.5)$$

т.е. в изобарном процессе объём газа прямо пропорционален его абсолютной температуре.

Работу расширения l в изобарном процессе определяем по формуле (4.6), вынеся давление P как постоянную величину за знак интеграла. Тогда работа расширения в процессе

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv = P(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1). \quad (5.6)$$

Как видно из выражения (5.6), если разность температур равна 1 К, то работа расширения 1 кг идеального газа в изобарном процессе равна его удельной газовой постоянной, т.е. $l_p = R$.

Полезную (располагаемую) работу l' в изобарном процессе определим по формуле (4.11), однако так как изобарный процесс протекает при постоянном давлении, следовательно, элементарное изменение давления $dP = 0$, поэтому и полезная работа в процессе

$$l'_{1-2} = - \int_{P_1}^{P_2} v dP = 0, \quad l'_p = 0. \quad (5.7)$$

Изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в изобарном процессе определяется по общим формулам (1.10) и (1.13):

$$\Delta u_{1-2} = C_v(T_2 - T_1),$$

$$\Delta h_{1-2} = C_p(T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии Δs в изобарном процессе определяется по формуле (1.15), которую с учётом выражений (5.5) и (2.18) можем записать в виде

$$\Delta s_{1-2} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} = C_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$

или окончательно для изобарного процесса имеем

$$\Delta s_p = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} = C_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (5.8)$$

Количество теплоты, участвующей в изобарном процессе, определим на основании первого закона термодинамики (4.1):

$$q_{1-2} = \Delta u + l = C_v(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) = C_p(T_2 - T_1) = \Delta h,$$

или

$$q_p = \Delta h, \quad (5.9)$$

т.е. теплота, подводимая к термодинамической системе в изобарном процессе, равна изменению ее энтальпии Δh .

Тепловая схема изобарного процесса представлена на рис. 20.

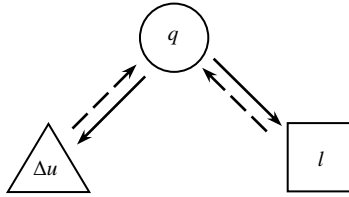


Рис. 20. Тепловая схема изобарного процесса.

В проанализированных выше изохорном и изобарном процессах графиками процессов в Ts -диаграмме являются логарифмические кривые. Рассмотрим подробнее, в чем же различие этих кривых.

Зависимость изменения энтропии от температуры в изохорном процессе представлена выражением (5.4) и имеет вид

$$\Delta s_v = C_v \ln \frac{T_2}{T_1},$$

и соответственно в изобарном процессе – выражением (5.8) в виде

$$\Delta s_p = C_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Как видно, два выражения идентичны и отличаются только теплоёмкостью. Из уравнения Майера (2.18) известно, что

$$C_p = R + C_v, \text{ или } C_p > C_v.$$

Следовательно, в одинаковых температурных интервалах от T_1 до T_2 изменение энтропии в изобарном процессе всегда будет больше, чем в изохорном ($\Delta s_p > \Delta s_v$), а изохора в координатах Ts всегда располагается круче, чем изобара (рис. 21).

5.4. Изотермический процесс

Изотермическим называется процесс подвода или отвода теплоты от газа, протекающий при постоянной температуре. С учётом выражения (1.29) для изотермического процесса можно записать уравнения

$$T = \text{const}, \quad Pv = \text{const}. \quad (5.10)$$

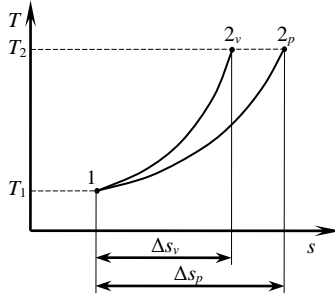


Рис. 21. Графики изохорного и изобарного процессов в координатах Ts .

Графиком изотермического процесса в координатах Pv является равнобокая гипербла $1-2$ (рис. 22, а), а в координатах Ts – горизонтальный отрезок $1-2$ (рис. 22, б).

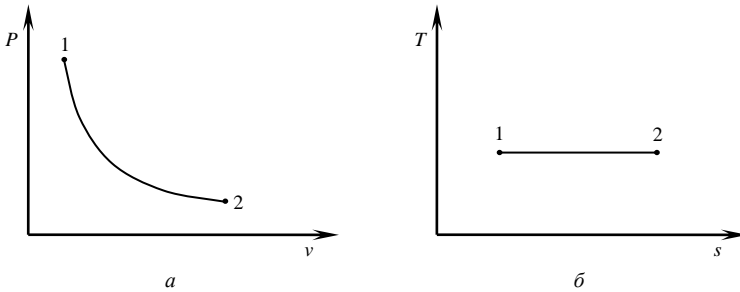


Рис. 22. Графики изотермического процесса в координатах Pv (а) и Ts (б).

Для определения соотношения между начальными и конечными параметрами состояния системы в изотермическом процессе запишем уравнение состояния 1 кг идеального газа для точек 1 и 2

$$P_1 v_1 = RT, \quad P_2 v_2 = RT.$$

Правые части полученных выражений равны, следовательно, можем приравнять и их левые части:

$$P_1 v_1 = P_2 v_2,$$

откуда, разделив переменные, получим

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{v_1}{v_2}, \tag{5.11}$$

т.е. в изотермическом процессе давление идеального газа обратно пропорционально его объёму.

Работу расширения l в изотермическом процессе определим по

формуле (4.6), подставив в подинтегральное выражение вместо P его величину из выражения $P = RT/v$. Тогда работа расширения в процессе

$$\begin{aligned} l_{1-2} &= \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = \\ &= P_1 v_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = P_2 v_2 \ln \frac{P_1}{P_2} = P_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = P_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Полезную (располагаемую) работу l' в изотермическом процессе определим по формуле (4.11), подставив в подинтегральное выражение вместо v его величину из выражения $v = RT/P$. Тогда полезная работа в изотермическом процессе

$$l'_{1-2} = - \int_{P_1}^{P_2} v dP = - \int_{P_1}^{P_2} RT \frac{dP}{P} = -RT \ln \frac{P_2}{P_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = l_{1-2}, \quad (5.13)$$

т.е. полезная (располагаемая) работа l' в изотермическом процессе равна работе расширения l и может быть найдена по любому из выражений (5.12).

Изменения внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в изотермическом процессе не происходит, так как $T = \text{const}$, следовательно,

$$\Delta u_{1-2} = C_v (T_2 - T_1) = 0, \quad \Delta h_{1-2} = C_p (T_2 - T_1) = 0. \quad (5.14)$$

Изменение энтропии Δs в изотермическом процессе определим по формуле (1.15):

$$\Delta s_{1-2} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

однако так как $T_1 = T_2$, то первое слагаемое в приведенном выражении равно нулю, и окончательно для изотермического процесса имеем

$$\Delta s_{1-2} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (5.15)$$

Количество теплоты, участвующей в изотермическом процессе, на основании первого закона термодинамики (4.1) и с учётом выражения (5.14)

$$q_{1-2} = \Delta u + l = l,$$

или

$$q_T = l, \quad (5.16)$$

т.е. вся теплота, подводимая в изотермическом процессе, затрачивается на совершение работы.

Тепловая схема изотермического процесса приведена на рис. 23.

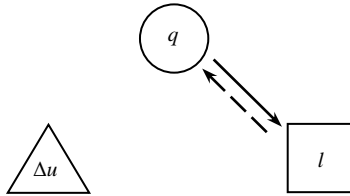


Рис. 23. Тепловая схема изотермического процесса.

5.5. Адиабатный процесс

Адиабатным называется процесс, протекающий при отсутствии теплообмена термодинамической системы с окружающей средой, необходимым условием адиабатного процесса является $dq = 0$ и $q = 0$.

Основное уравнение адиабатного процесса имеет вид

$$Pv^k = \text{const}, \quad (5.17)$$

где k – показатель адиабаты, определяемый из выражения (2.20).

Графиком адиабатного процесса в координатах Pv является неравнобокая гиперббола 1–2 (рис. 24, а), а в координатах Ts – вертикальный отрезок 1–2 (рис. 24, б). Поскольку адиабатный процесс протекает при постоянной энтропии, его часто называют *изоэнтропным* процессом.

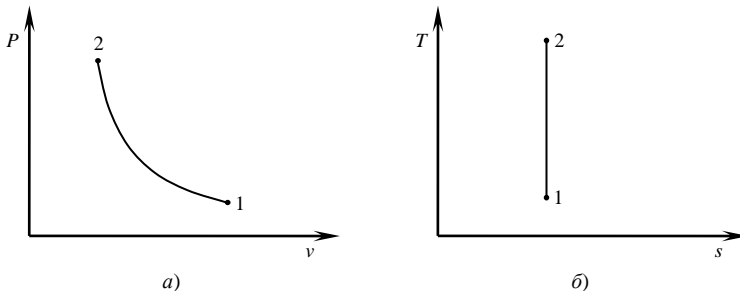


Рис. 24. Графики адиабатного процесса в координатах Pv (а) и Ts (б).

Взаимное расположение адиабаты и изотермы в координатах Pv можно определить, проанализировав уравнения этих процессов. Так, уравнение изотермы (5.10) можно записать в виде

$$Pv^1 = \text{const}.$$

Тогда по сравнению с уравнением адиабаты (5.17) отличие будет только в показателе степени при множителе v , в изотермическом процессе он равен единице, в адиабатном $k > 1$. Следовательно, в одном и том же интервале давлений от P_1 до P_2 изменение удельного объёма в изотермическом процессе будет больше, чем в адиабатном, т.е. в координатах Pv адиабата располагается всегда круче изотермы (рис. 25).

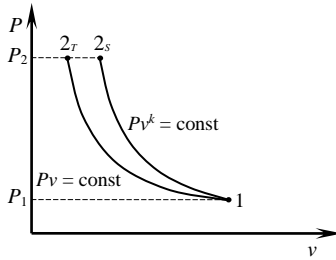


Рис. 25. Взаимное расположение графиков адиабатного и изотермического процессов в координатах Pv .

В рассмотренных выше процессах один из трёх параметров состояния, входящих в уравнение (1.20), оставался постоянным, и устанавливались соотношения между двумя оставшимися параметрами, которые подвергались изменению в процессе.

В адиабатном процессе изменяются все три параметра состояния системы – давление, удельный объём и температура, поэтому и соотношений между начальными и конечными параметрами состояния системы будет три пары.

Соотношение между давлением и удельным объёмом можно получить из уравнения адиабатного процесса (5.17), записав его в виде

$$P_1 v_1^k = P_2 v_2^k, \quad (5.18)$$

откуда, разделив переменные, получим

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k. \quad (5.19)$$

Для определения соотношения между остальными параметрами состояния системы в адиабатном процессе запишем уравнение состояния 1 кг идеального газа для точек 1 и 2:

$$P_1 v_1 = RT_1, \quad P_2 v_2 = RT_2.$$

Разделив почленно второе выражение на первое, получим

$$\frac{P_2 v_2}{P_1 v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.20)$$

Заменив в выражении (5.20) отношение давлений отношением удельных объёмов из уравнения (5.19) и выполнив преобразования, получим соотношение между температурой и удельным объёмом в виде

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}. \quad (5.21)$$

Заменив в выражении (5.20) отношение удельных объёмов отноше-

нием давлений из уравнения (5.19) и выполнив преобразования, получим соотношение между температурой и давлением:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (5.22)$$

Работу расширения в адиабатном процессе определим на основании первого закона термодинамики (4.1) с учётом того, что $q = 0$:

$$q = \Delta u + l = 0,$$

откуда получим

$$l = -\Delta u = C_v(T_1 - T_2). \quad (5.23)$$

Из уравнений (2.18) и (2.20) можно получить

$$C_v = \frac{R}{k-1}. \quad (5.24)$$

Подставив в выражение (5.23) вместо C_v его значение из формулы (5.24), для работы расширения в адиабатном процессе получим

$$l_{1-2} = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1}(P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (5.25)$$

Полезная (располагаемая) работа l' в адиабатном процессе связана с работой расширения l следующим выражением:

$$l' = kl, \quad (5.26)$$

тогда из уравнения (5.25) с учётом равенства (5.26) получаем

$$l'_{1-2} = \frac{kR}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{k}{k-1}(P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (5.27)$$

Изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в адиабатном процессе может быть найдено по общим формулам (1.10) и (1.13):

$$\Delta u_{1-2} = C_v(T_2 - T_1),$$

$$\Delta h_{1-2} = C_p(T_2 - T_1).$$

Изменения энтропии Δs в адиабатном процессе не происходит, так как, как было отмечено ранее, адиабатный процесс является изоэнтропным, т.е. протекает при постоянной энтропии и

$$\Delta s_{1-2} = 0.$$

Поскольку адиабатный процесс протекает без теплообмена с окружающей средой, следовательно,

$$q_s = 0.$$

Тепловая схема адиабатного процесса приведена на рис. 26.

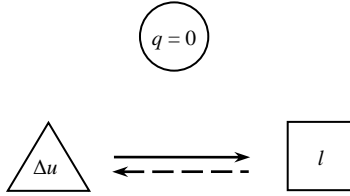


Рис. 26. Тепловая схема адиабатного процесса.

5.6. Политропный процесс и его обобщающее значение

Политропным называется процесс, в котором возможно изменение всех термодинамических параметров состояния и может осуществляться теплообмен, но теплоёмкость в процессе остаётся постоянной.

Уравнение политропного процесса имеет вид

$$Pv^n = \text{const}, \quad (5.28)$$

где n – показатель политропы, который может принимать любые положительные и отрицательные значения от $-\infty$ до $+\infty$.

Показатель политропы определяется по формуле

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v}, \quad (5.29)$$

где C – теплоёмкость в данном политропном процессе, определяемая по формуле

$$C = C_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (5.30)$$

Теплоёмкость в политропном процессе также может принимать любые положительные и отрицательные значения от $-\infty$ до $+\infty$.

Обобщающее значение политропного процесса заключается в том, что все рассмотренные ранее процессы являются частными случаями политропного процесса в зависимости от показателя политропы n .

Например, подставив в уравнение политропного процесса (5.28) значение показателя политропы $n = 0$, получим уравнение изобарного процесса $P = \text{const}$. Подставив значение показателя политропы $n = 0$ в уравнение (5.30), получим величину теплоёмкости в процессе $C = C_p$, что также соответствует изобарному процессу. Аналогично можем получить уравнения и значения теплоёмкости для изотермического, адиабатного и изохорного процессов (табл. 4).

Сравнив уравнения адиабатного (5.17) и политропного (5.28) процессов, можно сделать вывод, что различие между ними только в показателе степени при множителе v . В адиабатном процессе показатель степени равен k , а в политропном – n , поэтому соотношения между начальными и конечными параметрами состояния в политропном процессе будут аналогичны соотношениям в адиабатном процессе с той

лишь разницей, что вместо показателя адиабаты k в них используется показатель политропы n .

Т а б л и ц а 4. Уравнение процесса и величина теплоёмкости в нём в зависимости от показателя политропы n

Показатель политропы в процессе	Уравнение процесса	Теплоёмкость в процессе
$n = 0$	$Pv^n = \text{const}; P = \text{const}$	$C = C_v \cdot k = C_p$
$n = 1$	$Pv^n = \text{const}; Pv = \text{const}$	$C = \pm \infty$
$n = k$	$Pv^n = \text{const}; Pv^k = \text{const}$	$C = 0$
$n = \pm \infty$	$Pv^n = \text{const}; v = \text{const}$	$C = C_v$

Тогда с учётом выражения (5.19) соотношение между давлением и удельным объёмом в политропном процессе примет вид

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n. \quad (5.31)$$

Из выражения (5.21) получим соотношение между абсолютной температурой и удельным объёмом:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}, \quad (5.32)$$

а из выражения (5.22) – между абсолютной температурой и давлением:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (5.33)$$

Работа расширения в политропном процессе может быть найдена по аналогии с адиабатным процессом (5.25) по формуле

$$l_{1-2} = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2), \quad (5.34)$$

а полезная (располагаемая) работа – из выражения (5.27):

$$l'_{1-2} = \frac{nR}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{n}{n-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (5.35)$$

Изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в политропном процессе определяется по общим формулам (1.10) и (1.13):

$$\Delta u_{1-2} = C_v (T_2 - T_1),$$

$$\Delta h_{1-2} = C_p (T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии Δs в политропном процессе можно найти с помощью выражений (1.14) и (2.5):

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{CdT}{T}, \text{ откуда } \Delta s_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{CdT}{T},$$

и окончательно для политропного процесса получим выражение

$$\Delta s_{1-2} = C_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.36)$$

Количество теплоты, участвующей в политропном процессе, может быть определено по формуле

$$q = C\Delta T,$$

откуда, используя выражение (5.30), получим

$$q_{1-2} = C_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (5.37)$$

5.7. Классификация политропных процессов

Основные политропные процессы в Pv и Ts координатах, начинающиеся в общей точке 1 , в зависимости от величины показателя политропы n представлены на рис. 27.

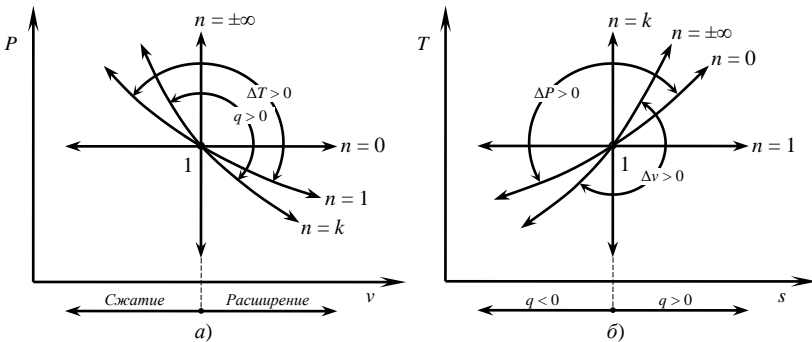


Рис. 27. Основные политропные процессы в координатах Pv (а) и Ts (б).

В диаграммах Pv и Ts все процессы, расположенные правее изоохоры ($n = \pm\infty$), происходят с расширением ($\Delta v > 0$), а расположенные левее соответственно – со сжатием ($\Delta v < 0$).

Все процессы, расположенные выше изобары ($n = 0$), происходят с увеличением давления ($\Delta P > 0$), а ниже – с уменьшением ($\Delta P < 0$).

Все процессы, расположенные выше изотермы ($n = 1$), происходят с увеличением температуры ($\Delta T > 0$), а, следовательно, и внутренней энергии ($\Delta u > 0$), а расположенные ниже – с уменьшением температуры и внутренней энергии ($\Delta T < 0$, $\Delta u < 0$).

Все процессы, расположенные правее адиабаты ($n = k$), происходят

с подводом теплоты ($q > 0$), а расположенные левее – с отводом ($q < 0$).

Все политропные процессы разделяют на три характерные группы:

- 1) с показателем политропы в пределах $-\infty < n < 1$;
- 2) с показателем политропы в пределах $1 < n < k$;
- 3) с показателем политропы в пределах $k < n < +\infty$.

Политропные процессы первой группы ($-\infty < n < 1$) располагаются между изохорой и изотермой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с увеличением температуры (процессы расположены выше изотермы) и внутренней энергии газа, а также с подводом теплоты (процессы расположены правее адиабаты), т.е.

$$dT > 0; \quad du > 0; \quad dh > 0; \quad dq > 0; \quad ds > 0.$$

Политропные процессы второй группы ($1 < n < k$) располагаются между изотермой и адиабатой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с уменьшением температуры (процессы расположены ниже изотермы) и внутренней энергии газа, но с подводом теплоты (процессы расположены правее адиабаты), т.е.

$$dT < 0; \quad du < 0; \quad dh < 0; \quad dq > 0; \quad ds > 0.$$

Политропные процессы третьей группы ($k < n < \infty$) располагаются между адиабатой и изохорой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с уменьшением температуры (процессы расположены ниже изотермы) и внутренней энергии газа, а также с отводом теплоты (процессы расположены левее адиабаты), т.е.

$$dT < 0; \quad du < 0; \quad dh < 0; \quad dq < 0; \quad ds < 0.$$

Следует также отметить, что теплоёмкость газа в политропных процессах второй группы ($1 < n < k$), вычисляемая по формуле (5.30), будет величиной отрицательной. Физический смысл этого явления заключается в том, что в этих процессах при подведении к газу теплоты его температура и внутренняя энергия уменьшаются.