

№ 3319

53

Г 135

ГАЗОВЫЕ ЦИКЛЫ

Методические указания
к расчетно-графическим работам

НОВОСИБИРСК
2007

ГАЗОВЫЕ ЦИКЛЫ

Методические указания
к расчетно-графическим работам
для студентов II–III курсов ФЛА
(специальности 160201, 160202, 150300)
дневного отделения

УДК 533.6(07)
Г 135

Составители: д-р техн. наук, проф. *Ю.В. Дьяченко*,
канд. техн. наук, доц. *А.С. Захаров*

Рецензент канд. техн. наук, доц. *В.А. Спарин*

Работа подготовлена на кафедре технической теплофизики

© Новосибирский государственный
технический университет, 2007

1. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ

Для определения конкретных физических условий, характеризующих состояние вещества, используют так называемые параметры состояния. Состояние любого вещества можно охарактеризовать тремя внутренними параметрами состояния: P – давление, Н/м^2 ; T – температура, К ; ρ – плотность, кг/м^3 . Иногда вместо плотности используют обратную величину – удельный объем:

$$v = \frac{1}{\rho}. \quad (1)$$

Уравнение, связывающее между собой параметры состояния, называется уравнением состояния вещества. Для идеального газа уравнение состояния (уравнение Клапейрона) может быть представлено в следующих видах:

- для 1 кг газа

$$Pv = RT; \quad (2)$$

- для M кг газа

$$PV = MRT, \quad (3)$$

где V – объем M кг газа; R – газовая постоянная данного вещества, $\text{Дж/кг} \cdot \text{К}$.

Изменение всех трех параметров состояния P , v , T графически можно представить в виде термодинамической поверхности (рис. 1, *a*).

Изменение хотя бы одного параметра состояния приведет к изменению двух остальных параметров состояния в соответствии с уравнением состояния (2). Совокупность изменяющихся параметров состояния вещества называется термодинамическим процессом. Термодинамические процессы подразделяются на равновесные и неравновесные.

Равновесными называются процессы, представляющие непрерывную последовательность равновесных состояний вещества, когда все части вещества имеют одинаковые параметры состояния.

Любой реальный процесс в той или иной степени является неравновесным, но степень неравновесности будет тем меньше, чем меньше скорость протекания процесса. Поэтому равновесный процесс является предельным случаем неравновесного процесса, когда скорость протекания процесса стремится к нулю. В дальнейшем под понятием «процесс» будем понимать только равновесный процесс.

Термодинамическая поверхность (рис. 1, а) характеризует поле всех возможных состояний вещества. Процесс перехода от состояния 1 до состояния 2 будет графически изображаться кривой 1-2 на термодинамической поверхности.

В трехмерных координатах графическое представление процессов затруднено, поэтому чаще используют плоские диаграммы состояния. На рис. 1, б представлена проекция процесса 1-2 на плоскость P, v , на рис. 1, в – на плоскость P, T и на рис. 1, г – на плоскость v, T .

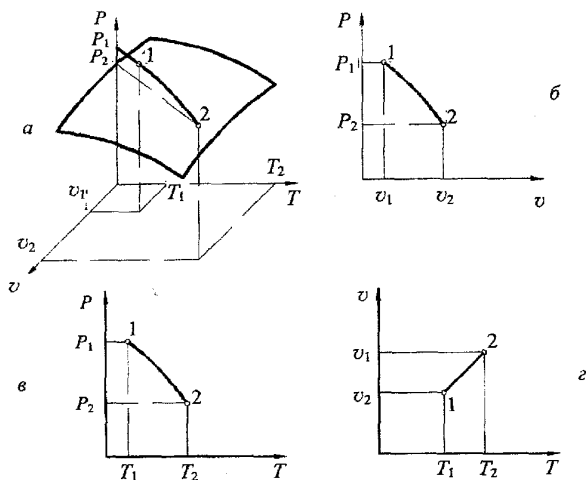


Рис. 1. Графическая интерпретация термодинамических процессов

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Полная энергия тела или системы макротел в термодинамике определяется как сумма кинетической, потенциальной и внутренней энергии

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} + U. \quad (4)$$

Кинетическая энергия определяется как

$$E_{\text{кин}} = \frac{M\omega^2}{2}, \quad (5)$$

где M – масса системы; ω – скорость.

Потенциальная энергия определяется положением системы в силовом поле. Внутренняя энергия заключена в самой системе и представляет сумму всех видов движения и взаимодействия частиц, составляющих систему.

Внутренняя энергия складывается из энергии поступательного и вращательного движения молекул, энергии сил сцепления между молекулами, внутримолекулярной, внутриатомной энергии (энергии электронных оболочек) и внутриядерной энергии.

Внутренняя энергия является функцией параметров состояния, в общем виде

$$U = f(v, T). \quad (6)$$

Изменение внутренней энергии не зависит от процесса изменения состояния, а определяется ее значениями в конечном и начальном состояниях. Изменение внутренней энергии в термодинамическом процессе 1-2

$$\Delta U = U_2 - U_1. \quad (7)$$

Внутренняя энергия является экстенсивной характеристикой вещества, т. е. пропорциональна количеству вещества M в системе. Поэтому можно ввести понятие удельной внутренней энергии, т.е. внутренней энергии 1 единицы массы вещества:

$$u = \frac{U}{M}. \quad (8)$$

В системе СИ внутренняя энергия измеряется в джоулях (Дж), удельная внутренняя энергия – джоулях на килограмм (Дж/кг).

Термодинамическая система обменивается энергией с окружающей средой в виде работы и теплоты. В общем случае в результате подвода теплоты к телу (или телам, составляющим термодинамическую систему) происходит повышение внутренней энергии тела и при увеличении объема тела совершается работа над окружающей средой. Это положение называется первым законом термодинамики. В дифференциальной форме через удельные характеристики

$$dQ = dU + dL, \quad (9)$$

где dQ – элементарное количество теплоты; dU – изменение внутренней энергии; dL – внешняя работа.

Теплота, подводимая к телу, принимается положительной, отводимая – отрицательной. Работа, совершаемая телом над окружающей средой, принимается положительной, работа, совершаемая окружающей средой над телом – отрицательной.

В отличие от внутренней энергии работа и теплота являются функциями процесса. Работа процесса 1-2 для 1 кг вещества определяется как

$$l = \int_{v_1}^{v_2} P dv. \quad (10)$$

Графически работа равна площади под процессом в $(P - v)$ диаграмме, рис. 2.

Количество теплоты в процессе 1-2 для 1 кг вещества определяется как

$$q = c(t_2 - t_1); \quad (11)$$

аналогично для M кг вещества

$$Q = Mc(t_2 - t_1),$$

где c – удельная теплоемкость вещества.

Теплоемкостью называется отношение количества теплоты, поглощенной телом в процессе, к изменению его температуры

$$c = \frac{dQ}{dT}, \quad (12)$$

где dQ – элементарное количество теплоты; dT – элементарное изменение температуры.

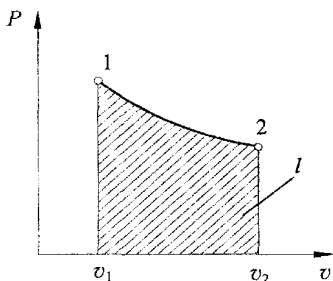


Рис. 2. Работа термодинамического процесса

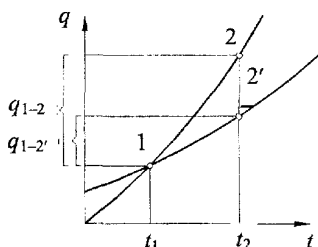


Рис. 3. Теплота в термодинамическом процессе

Численно удельная теплоемкость равна количеству теплоты, которое нужно подвести к единице количества вещества для нагрева на 1 градус. Массовой теплоемкостью вещества (c , Дж/кг·град) называется количество тепла, необходимое для нагрева 1 кг вещества на 1°C.

Объемной теплоемкостью вещества называется количество тепла, необходимое для нагрева 1 единицы объема на 1°C (c , Дж/м³·град).

Мольной теплоемкостью вещества называется количество тепла, необходимое для нагрева 1 моля на 1°C (μc , Дж/моль·град).

Количество теплоты, отводимой или подводимой к телу, зависит еще от вида процесса. На рис. 3 количество теплоты для нагрева 1 кг вещества от t_1 до t_2 в термодинамическом процессе 1-2' равно $q_{1-2'}$. Если кривая процесса идет круче (процесс 1-2), то для нагрева того же вещества от t_1 до t_2 будет затрачено количество теплоты больше, $q_{1-2} > q_{1-2'}$.

Следовательно, теплоемкость вещества также будет зависеть от вида процесса и для 1 кг вещества

$$c_x = \frac{dq_x}{dt}, \quad (13)$$

где x – вид процесса.

Для изобарного процесса $x = P = \text{const}$, c_p – теплоемкость изобарного процесса. Для изохорного процесса $x = v = \text{const}$, c_v – теплоемкость изохорного процесса.

Применительно к идеальному газу эти теплоемкости связаны формулой Майера

$$c_p - c_v = R. \quad (14)$$

Теплоемкость зависит от температуры и в ряде случаев очень значительно. Поэтому теплоемкость в соотношении (11) называется средней теплоемкостью в интервале температур $t_1 - t_2$ и обозначается $c|_{t_1}^{t_2}$. Истинная теплоемкость определяется по соотношению (12) и представляет теплоемкость при данной температуре.

Тогда количество теплоты в процессе 1-2 на основании выражения (13)

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt. \quad (15)$$

Если вместо истинной теплоемкости использовать среднюю теплоемкость в интервале температур ($t_1 - t_2$), то для 1 кг вещества

$$q_{1-2} = c|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1). \quad (16)$$

В термодинамических расчетах очень важную роль играет энтальпия (теплосодержание). Энтальпией называют сумму внутренней энергии системы, и произведение давления на объем системы

$$I = U + Pv. \quad (17)$$

Как и внутренняя энергия, энтальпия является экстенсивной характеристикой. Для 1 единицы количества вещества

$$i = \frac{I}{M}, \quad (18)$$

где i – удельная энтальпия, Дж/кг.

В соответствии с (16) удельная энтальпия

$$i = u + Pv. \quad (19)$$

Энтальпия связана с внутренней энергией, поэтому начало отсчета энтальпии связано с началом отсчета внутренней энергии. В точке начала отсчета внутренней энергии $u = 0$, а энтальпия $i = Pv$. Энтальпия

скомбинирована из величин u, P, v , являющихся функциями параметров состояния, и, следовательно, тоже является функцией состояния

$$i = f(P, T). \quad (20)$$

Изменение энтальпии, как и внутренней энергии, не зависит от процесса, а определяется начальными и конечными значениями $\Delta i = i_2 - i_1$.

В математическом анализе доказывается, что если значение криволинейного интеграла не зависит от пути интегрирования, а определяется лишь начальной и конечной точкой интегрирования, то подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал. Так как изменение внутренней энергии и энтальпии не зависит от процесса, а определяется лишь начальными и конечными значениями, то u и i являются полными дифференциалами параметров состояния и на основании (6), (20)

$$\begin{aligned} du &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv, \\ di &= \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T dP. \end{aligned} \quad (21)$$

Индексы, стоящие у каждой частной производной, показывают, что она взята при постоянном значении величины, обозначенной индексом. Для внутренней энергии $\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$ характеризует зависимость внутренней энергии от температуры при постоянном объеме, а $\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T$ – зависимость от объема при постоянной температуре.

Рассмотрим изохорный процесс ($v = \text{const}, dv = 0$). На основании I закона термодинамики (9), так как работа расширения $dl = 0$, для 1 кг вещества

$$dq_v = du, \quad (22)$$

т.е. в изохорном процессе теплота, подводимая к системе, расходуется только на изменение внутренней энергии. Теплоемкость вещества в этом процессе в соответствии с (13)

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v, \quad (23)$$

так как мы рассматриваем частный процесс при $v = \text{const}$.

Теплоемкость c_v характеризует скорость изменения внутренней энергии от температуры в изохорном процессе. С учетом (23) выражение для полного дифференциала внутренней энергии будет иметь вид

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (24)$$

На основании закона Джоуля, для идеального газа

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0. \quad (25)$$

Тогда из (24) для идеального газа

$$du = c_v dT, \quad (26)$$

т.е. внутренняя энергия зависит только от температуры.

Для реального газа внутренняя энергия зависит еще и от объема.

Рассмотрим процесс с $P = \text{const}$, $dP = 0$. Поскольку работа расширения

$$dl = Pd v, \quad (27)$$

уравнение I закона термодинамики будет

$$dq_P = du + Pd v. \quad (28)$$

На основании преобразования Лежандра

$$Pd v = d(P, v) - v dP, \quad (29)$$

тогда

$$dq_P = du + d(P, v) - v dP, \quad (30)$$

или

$$dq_P = d(u + Pv) - v dP. \quad (31)$$

Сумма $(U + Pv)$ представляет собой энтальпию, поэтому

$$dq_P = di - v dP, \quad (32)$$

а так как процесс изобарный ($dP = 0$), то

$$dq_P = di, \quad (33)$$

т.е. в этом процессе все подводимое тепло расходуется только на изменение энтальпии системы. Теплоемкость вещества в изобарном процессе

$$c_P = \frac{dq_P}{dT} = \frac{di}{dT} = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_P. \quad (34)$$

На основании (34) теплоемкость при постоянном давлении c_P характеризует скорость изменения энтальпии от температуры. С учетом (34) выражение для полного дифференциала энтальпии будет иметь вид

$$di = c_P dT + \left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T dP. \quad (35)$$

Для идеального газа частная производная

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T = 0, \quad (36)$$

поэтому энтальпия идеального газа не зависит от давления, а так же, как и внутренняя энергия, определяется только температурой

$$di = c_P dT. \quad (37)$$

Теплота и работа dq, dl зависят от процесса изменения состояния, поэтому полными дифференциалами не являются и представляют просто бесконечное малое количество тепла и работы.

3. ЭНТРОПИЯ

Энтропией называется функция, определяемая выражением

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (38)$$

Энтропия так же, как внутренняя энергия и энтальпия, является функцией параметров состояния, и ее изменение не зависит от процесса.

Поэтому dS представляет полный дифференциал. Так как dQ не является полным дифференциалом, то величина $(1/T)$ – интегрирующий множитель. В курсе математического анализа интегрирующим множителем называется функция, при умножении на которую величина, не являющаяся полным дифференциалом, обращается в полный дифференциал.

Энтропия является экстенсивной характеристикой вещества и

$$s = \frac{S}{M}, \quad (39)$$

где S – энтропия M кг; s – удельная энтропия 1 кг.

Размерность удельной энтропии из (38, 39) – Дж/кг·град. Удельная энтропия – это функция параметров состояния, поэтому для ее определения достаточно знать два любых значения из них, поскольку третий параметр однозначно определится из уравнения состояния

$$s = f(P, T), \quad s = f(v, T). \quad (40)$$

Начало отсчета энтропии является условным, так как при рассмотрении термодинамических процессов определяется изменение энтропии в процессе, т. е. разность энтропии в начальном и конечном состоянии системы.

Термодинамическая температура T может быть только положительной, поэтому из (38) следует, что изменение энтропии будет положительным, если $dq > 0$ (подвод тепла к системе), или отрицательным, если $dq < 0$ (отвод тепла).

4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Термодинамическим процессом называется совокупность последовательных изменений параметров состояния системы. Графически можно представить только равновесные термодинамические процессы.

Термодинамические процессы, в которых один из параметров состояния не изменяется, называются частными.

Процесс, в котором не изменяется объем (удельный объем), называется изохорным. Для изохорного процесса ($v = \text{const}, dv = 0$) из уравнения состояния идеального газа

$$\frac{P}{T} = \frac{R}{v} = \text{const}, \quad (41)$$

следовательно, для любых состояний системы

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} = \frac{P_3}{T_3} = \dots \text{const.} \quad (42)$$

Линии, изображающие изохорный процесс на термодинамических диаграммах, называются изохорами. Вид изохор идеального газа показан на рис. 4.

Так как $dv = 0$, то работа расширения в изохорном процессе равна нулю.

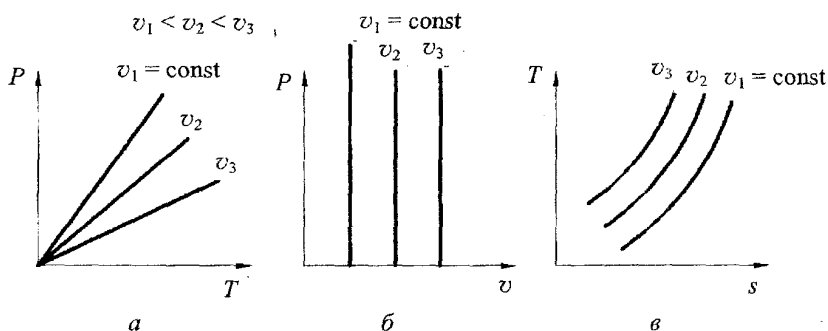


Рис. 4. Изохоры идеального газа

Теплота в изохорном процессе из I закона термодинамики

$$dq = du + Pd v, \quad (43)$$

так как $d v = 0$,

$$dq = du. \quad (44)$$

С учетом

$$dq = c_v dT \quad (45)$$

для конечного процесса 1-2

$$q_{1-2} = c_v (T_2 - T_1). \quad (46)$$

Изменение энтальпии в изохорном процессе 1-2 с учетом (37)

$$i_2 - i_1 = \Delta i_{1-2} = c_p (T_2 - T_1). \quad (47)$$

Изменение энтропии в изохорном процессе

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dq}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT = c_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (48)$$

Процесс, в котором не изменяется давление, называется изобарным ($P = \text{const}, dP = 0$).

Из уравнения состояния идеального газа

$$\frac{v}{T} = PR = \text{const}, \quad (49)$$

следовательно,

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} = \frac{v_3}{T_3} = \dots \text{const}. \quad (50)$$

Линии, изображающие на термодинамических диаграммах изобарный процесс, называются изобарами. Вид изобар идеального газа показан на рис. 5.

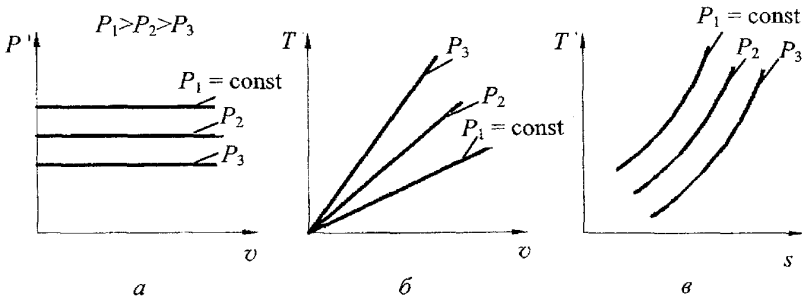


Рис. 5. Изобары идеального газа

Работа расширения в изобарном процессе 1-2

$$l_{1-2} = \int_1^2 P dv = P(v_2 - v_1), \quad (51)$$

или

$$l_{1-2} = R(T_2 - T_1). \quad (52)$$

Для изобарного процесса $dP=0$, тогда на основании выражении (32), (37)

$$dq = c_p dT . \quad (53)$$

Для конечного процесса 1-2

$$q_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1) . \quad (54)$$

Изменение энтальпии

$$\Delta i_{1-2} = c_p (T_2 - T_1) . \quad (55)$$

Изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = \Delta u = c_v (T_2 - T_1) . \quad (56)$$

Изменение энтропии

$$s_2 - s_1 = \Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dq}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} . \quad (57)$$

Термодинамический процесс, в котором не изменяется температура, называется изотермическим ($T = \text{const}$, $dT = 0$).

Для идеального газа в изотермическом процессе

$$Pv = RT = \text{const} , \quad (58)$$

следовательно,

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 = P_3 v_3 = \dots = \text{const} . \quad (59)$$

Линии, изображающие изотермический процесс, называются изотермами. Вид изотерм идеального газа показан на рис. 6. Работа расширения в изотермическом процессе 1-2

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} . \quad (60)$$

С учетом уравнения состояния идеального газа выражение (60) можно представить в виде

$$l_{1-2} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = P_1 v_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = P_2 v_2 \ln \frac{P_1}{P_2} . \quad (61)$$

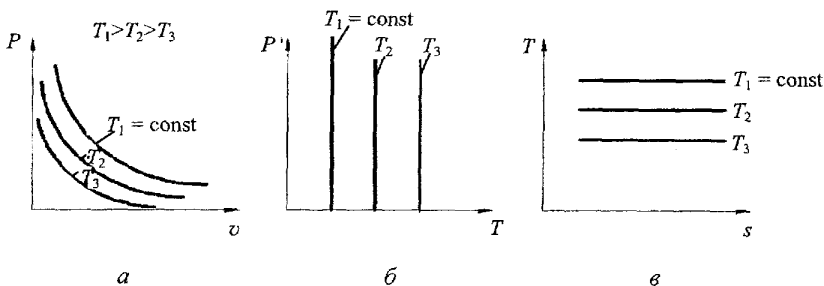


Рис. 6. Изотермы идеального газа

Запишем I закон термодинамики в виде

$$dq = du + Pd v ,$$

или

$$dq = c_v dT + Pd v .$$

Для изотермического процесса $dT = 0$, тогда

$$dq = Pd v , \quad (67)$$

или

$$dq = dl . \quad (68)$$

Для конечного процесса 1-2

$$q_{1-2} = l_{1-2} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} . \quad (69)$$

Изменение внутренней энергии в изотермическом процессе $du = 0$ ($u = \text{const}$), изменение энтальпии $di = 0$ ($i = \text{const}$). Изменение энтропии в процессе 1-2

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q_{1-2}}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} . \quad (70)$$

Теплоемкость в изотермическом процессе $c_T = \pm \infty$, так как $T = \text{const}$.

Адиабатным называется процесс, в котором к системе не подводится и не отводится тепло, $dq = 0$. В этом случае изменение энтропии $ds = 0$ ($s = \text{const}$), поэтому адиабатный процесс является изэнтропным.

Уравнение адиабатного процесса

$$Pv^k = \text{const}, \quad (71)$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты.

Следовательно, для адиабатного процесса

$$P_1 v_1^k = P_2 v_2^k = P_3 v_3^k = \dots \text{const}. \quad (72)$$

На основании (72) и уравнения состояния для адиабатного процесса 1-2 можно получить

$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (73)$$

Работа расширения в адиабатном процессе из I закона термодинамики

$$dq = du + dl, \quad dq = 0,$$

тогда $dl = du$. (74)

Для конечного процесса 1-2

$$l_{1-2} = \Delta u.$$

Из уравнения адиабаты

$$P = \frac{P_1 v_1^k}{v^k}, \quad (75)$$

тогда работа расширения

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} P dv = \int_{v_1}^{v_2} P_1 v_1^k \left(\frac{1}{v^k} \right) dv = P_1 v_1^k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^k} = \frac{P_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right], \quad (76)$$

или через давление

$$l_{1-2} = \frac{P_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (77)$$

С учетом соотношения (73) уравнение (77) принимает вид

$$l_{1-2} = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2), \quad (78)$$

или

$$l_{1-2} = \frac{1}{k-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2), \quad (79)$$

или

$$l_{1-2} = \frac{P_1 v_1}{k-1} (T_1 - T_2). \quad (80)$$

С учетом (74) работа расширения и соответственно внутренняя энергия

$$l_{1-2} = \Delta u = \int_{T_2}^{T_1} c_v dT = c_v (T_1 - T_2). \quad (81)$$

Изменение энтальпии в адиабатном процессе

$$\Delta i = c_p (T_1 - T_2). \quad (82)$$

Теплоемкость адиабатного процесса $c_q = 0$, так как тепло не подводится.

5. ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Политропными называются процессы, удовлетворяющие уравнению

$$Pv^n = \text{const}. \quad (83)$$

Величина n называется показателем политропы и является постоянной для данного политропного процесса. Кривая, описывающая политропный процесс в диаграмме состояния, называется политропой.

Теоретически n может изменяться от $+\infty$ до $-\infty$. Однако для практически реализуемых процессов показатель политропы находится в интервале $+\infty < n < 0$. Примером политропных процессов являются процессы сжатия газа в двигателях и компрессорах. Для идеального газа из уравнения политропного процесса

$$P_1 v_1^n = P_2 v_2^n, \quad (84)$$

отсюда

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (85)$$

Работа расширения в политропном процессе (по аналогии с адиабатным процессом):

$$l = \frac{P_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right], \quad l = \frac{P_1 v}{n-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad l = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right],$$

$$l = \frac{R}{n-1} [(T_1 - T_2)], \quad l = \frac{P_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right), \quad l = \frac{1}{n-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2). \quad (85a)$$

Количество тепла в политропном процессе из I закона термодинамики

$$q = \Delta u + l, \quad (86)$$

где $\Delta u = c_v (T_2 - T_1)$, $l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2)$, тогда

$$q = \left(\frac{R}{n-1} - c_v \right) (T_1 - T_2). \quad (87)$$

С учетом формулы Майера и соотношения $c_p/c_v = k$ уравнение (87) можно привести в виду

$$q = c_v \frac{k-n}{n-1} (T_1 - T_2). \quad (88)$$

Исходя из общего определения теплоемкости, можно заключить, что в (88)

$$c_n = \left(c_v \frac{k-n}{n-1} \right), \quad (89)$$

где c_n – теплоемкость в политропном процессе,

$$q = c_n (T_2 - T_1) . \quad (90)$$

Понятие политропного процесса позволяет обобщить все частные термодинамические процессы. Так при $n=0$ из уравнения политропного процесса $P = \text{const}$. Следовательно, политропный процесс с $n=0$ представляет собой изобарный процесс. Теплоемкость этого процесса из (87)

$$c_n = c_v k = c_p . \quad (91)$$

Запишем уравнение политропного процесса в виде

$$P^{1/n} v = \text{const}, \quad (92)$$

тогда при $n = \infty$ из (92) получим $v = \text{const}$, что соответствует изохорному процессу. Теплоемкость этого процесса из (89)

$$c_n = c_v \frac{1-k/n}{1-1/n} = c_v . \quad (93)$$

При $n = k$ уравнение политропного процесса превращается в уравнение адиабаты, следовательно, это будет адиабатический процесс. Теплоемкость этого процесса (89)

$$c_n = c_v \frac{k-k}{k-1} = 0 . \quad (94)$$

Если показатель политропы $n = 1$, то из уравнения политропы получаем, что $Pv = \text{const}$, а это уравнение изотермического процесса. Теплоемкость этого процесса

$$c_n = c_v \frac{1-k}{1-1} = \pm\infty . \quad (95)$$

Изменение энтропии в политропных процессах

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{q}{T} \right) = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_n}{T} dT, \quad (96)$$

если c_n постоянно в данном интервале параметров состояния, то

$$\Delta s = c_n \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (97)$$

6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

В процессе расширения газ совершает работу против сил внешнего давления, которую можно превратить в механическую работу. Но этот процесс ограничен конечным давлением, до которого можно осуществлять расширение газа. Для того чтобы создать машину, производящую механическую работу непрерывно, необходимо вернуть газ в исходное состояние и вновь повторить процесс расширения. При этом газ совершает круговой процесс (цикл), состоящий из последовательных процессов расширения и сжатия. На сжатие газа необходимо затратить какую-то работу от внешнего источника. Очевидно, что работа расширения должна быть больше, чем работа сжатия, только тогда суммарная работа будет больше нуля. Схема такого цикла приведена на рис. 7 в $P-v$ диаграмме.

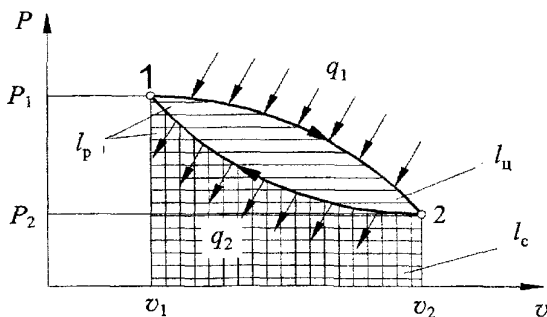


Рис. 7. Схема термодинамического цикла

Процесс расширения протекает по кривой 1-2 от давления P_1 до P_2 . Совершаемая в этом процессе работа равна заштрихованной площади под кривой процесса.

Процесс сжатия происходит по кривой 2-1 от давления P_2 до P_1 . Работа, затрачиваемая на сжатие, равна площади под кривой процесса 2-1.

Очевидно, что суммарная работа равна площади, ограниченной процессами цикла (1-2-1). Эта работа может быть реализована в механическую работу и называется работой цикла.

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{р}} - l_{\text{с}}, \quad (98)$$

где $l_{\text{ц}}$ – работа цикла; $l_{\text{р}}$ – работа расширения; $l_{\text{с}}$ – работа сжатия.

Циклические процессы, в результате которых производится работа, реализуется в тепловых двигателях. Тепловым двигателем называется непрерывно действующая система, осуществляющая круговые процессы (циклы), в которых тепло превращается в работу. Вещество, за счет изменения состояния которого получается работа в цикле, называется рабочим телом.

Для того чтобы тепловой двигатель производил работу, необходимо, чтобы кривая процесса расширения рабочего тела располагалась выше кривой процесса сжатия (рис. 7). Это возможно только в том случае, если в процессе расширения к рабочему телу подводить тепло.

В соответствии со вторым законом термодинамики для создания теплового двигателя необходимо часть тепла отводить от рабочего тела в окружающую среду в процессе сжатия. Обозначим количество тепла, подводимого к 1 кг рабочего тела, q_1 , а количество тепла отводимого – q_2 , тогда тепло превращается в работу в цикле:

$$q_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = l_{\text{ц}}. \quad (99)$$

Таким образом, общий принцип работы теплового двигателя можно представить следующим образом. При давлении P_1 рабочее тело соединяется с «горячим источником тепла» и, воспринимая тепло, расширяется до P_2 , затем рабочее тело соединяется с «холодным источником тепла» и, отдавая тепло, сжимается до P_1 . В процессе расширения рабочее тело совершает внешнюю работу, в процессе сжатия необходимо затратить работу на сжатие.

Если направление процессов, составляющих цикл, происходит по направлению часовой стрелки, как показано на рис. 7, то такие циклы называются прямыми. Работа тепловых двигателей основана на прямых термодинамических циклах.

Термодинамический цикл можно реализовать и в противоположном направлении, против часовой стрелки (рис. 8).

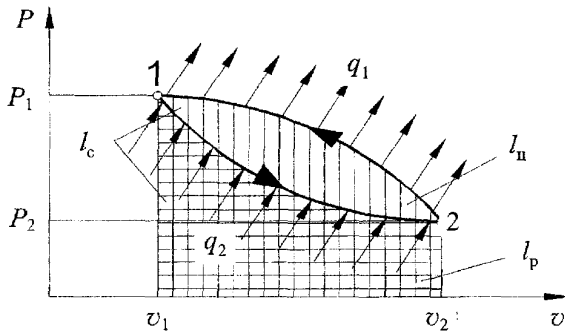


Рис. 8. Обратный термодинамический цикл

Такой цикл называется обратным термодинамическим циклом. В обратном цикле кривая расширения рабочего тела лежит ниже кривой сжатия, следовательно, суммарная работа цикла отрицательна, т.е. для его осуществления необходимо затратить работу. Но при этом рабочее тело будет воспринимать тепло q_2 от «холодного источника» с низкой температурой и отдавать тепло q_1 «горячему источнику» с более высокой температурой.

Самопроизвольный перенос тепла в природе может осуществляться только с более высокого температурного уровня на более низкий. Согласно одной из формулировок второго закона термодинамики «теплота не может сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому».

Обратный цикл не нарушает второй закон термодинамики. Для того чтобы перенести тепло от холодного источника к горячему, необходимо затратить работу. В соответствии с законом сохранения энергии:

$$q_1 = q_2 + l_{\text{п}}. \quad (100)$$

В обратном цикле «горячему источнику» будет передаваться тепло q_2 , отбираемое от «холодного источника», и тепло, эквивалентное затраченной для проведения цикла работы. Обратный цикл реализуется в тепловых машинах, которые называются холодильными установками (машинами).

Степень совершенства термодинамических циклов характеризуется термическим коэффициентом полезного действия. Для прямых циклов термический КПД характеризует, какое количество работы можно получить на единицу подводимого тепла:

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1}, \quad (101)$$

или

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (102)$$

Чем больше η_t , тем больше можно получить работ на единицу подведенного тепла. Из (102) следует, что может быть $\eta_t \leq 1$.

Степень совершенства обратных термодинамических циклов характеризуется холодильным коэффициентом. Холодильный коэффициент характеризует, какое количество тепла можно отвести от холодного источника на одну единицу затраченной работы:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (103)$$

Чем больше ε , тем больше «холода» можно получить в цикле на единицу затраченной работы. Холодильный коэффициент может быть больше 1.

7. ЗАДАНИЕ К РАСЧЕТНО-ГРАФИЧЕСКОЙ РАБОТЕ

Для заданного газового цикла, отнесенного к 1 кг воздуха, требуется:

- 1) определить параметры P, T, v, u, i для узловых точек цикла;
- 2) построить цикл в масштабе в координатах $P-v, P-T, T-s$;
- 3) найти $n, c, \Delta u, \Delta i, \Delta s, q, l$ для каждого процесса цикла;

4) определить расчетом теплоту q_1 , работу цикла $l_{ц}$ и термический КПД η_t ;

5) определить графическим методом по $P-v, T-s$ диаграммам термический КПД η_t и сравнить с расчетным значением (расхождение не должно быть более 10 %).

8. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ РГР

Цикл отнесен к 1 кг воздуха. В рассмотренном в заданиях диапазоне давлений и температур воздух можно считать с достаточной для технических расчетов точностью идеальным газом и использовать для расчетов зависимости для идеальных газов.

Для простоты расчетов теплоемкость следует принять постоянной, не зависящей от температуры:

$$c_p = 0,998 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град}, \quad c_v = 0,707 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град}.$$

Газовая постоянная воздуха

$$R = 291 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}.$$

Для расчета параметров состояния точек цикла воспользуемся уравнением состояния и уравнениями процессов.

Пример расчета

Задан цикл, изображенный на рис. 9.

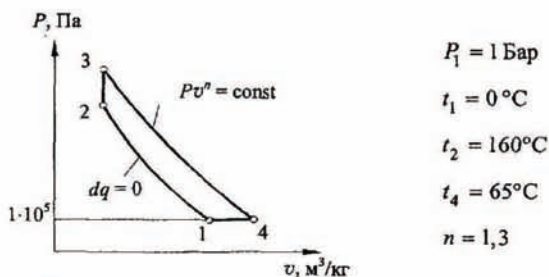


Рис. 9. Исходные данные для расчета цикла

Для точки 1 известно P_1, t_1 . Из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{287 \cdot 273}{1 \cdot 10^5} = 0,783 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температуру 0°C условно принимаем за начало отсчета внутренней энергии и энтальпии, тогда:

$$u_1 = c_v \cdot t_1 = 0, \quad i_1 = c_p \cdot t_1 = 0, \quad P_1 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}, \\ t_1 = 0^\circ\text{C}, \quad t_2 = 160^\circ\text{C}, \quad t_4 = 65^\circ\text{C}, \quad n = 1,3.$$

Для точки 2 известно t_2 , кроме того, задано, что процесс 1-2 – адиабатный ($dq = 0$). Из уравнения адиабаты

$$P_2 v_2^k = \text{const}$$

можно получить

$$T v^{k-1} = \text{const}, \quad \text{тогда} \quad T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1},$$

$$\text{где } k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{0,998}{0,707} = 1,41,$$

$$\text{отсюда } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1},$$

$$v_2 = v_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}} = 0,783 \left(\frac{273}{473} \right)^{\frac{1}{1,31-1}} = 0,783 \cdot 0,63^{2,43} = 0,255 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Из уравнения состояния давления P_2 :

$$P_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287(273+160)}{0,255} = 4,873 \cdot 10^5 \text{ Па}.$$

Внутренняя энергия и энтальпия точки 2:

$$u_2 = c_v t_2 = 112,16 \text{ кДж/кг},$$

$$i_2 = c_p t_2 = 159,68 \text{ кДж/кг}.$$

Для точки 4 известно t_4 и $P_4 = P_1$.

Из уравнения состояния:

$$v_4 = \frac{RT_4}{P_4} = \frac{287(273 + 65)}{1 \cdot 10^5} = 0,97 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$u_4 = c_v t_4 = 45,56 \text{ кДж/кг},$$

$$i_4 = c_p t_4 = 64,87 \text{ кДж/кг}.$$

Для точки 3 $v_3 = v_2 = 0,255 \text{ м}^3/\text{кг}$. Температуру T_3 можно найти из уравнения политропы 3-4.

$$T v^{n-1} = \text{const},$$

$$T_3 v_3^{n-1} = T_4 v_4^{n-1},$$

$$T_3 = T_4 \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{n-1} = (273 + 65) \left(\frac{0,97}{0,255} \right)^{1,3-1} = 338 \cdot 13,8^{0,3} = 231 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Тогда давление в точке 3:

$$P_3 = \frac{RT_3}{v_3} = \frac{287 \cdot 231}{0,255} = 5,67 \cdot 10^5 \text{ Па},$$

$$u_3 = c_v t_3 = 161,9 \text{ кДж/кг},$$

$$i_3 = c_p t_3 = 230,54 \text{ кДж/кг}.$$

Результаты расчетов сведем в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

| Точки | Параметры | | | | |
|-------|-------------------|--------------------------|---------|--------------|--------------|
| | P , Па | v , м ³ /кг | T , К | u , кДж/кг | i , кДж/кг |
| 1 | $1 \cdot 10^5$ | 0,783 | 273 | 0 | 0 |
| 2 | $4,87 \cdot 10^5$ | 0,255 | 433 | 112,16 | 159,68 |
| 3 | $5,67 \cdot 10^5$ | 0,255 | 504 | 161,9 | 230,5 |
| 4 | $1 \cdot 10^5$ | 0,97 | 338 | 45,66 | 64,87 |

Для построения цикла в масштабе необходимо сначала построить цикл в координатах $\lg P - \lg v$, так как при этом построенные процессы будут изображаться прямыми линиями. Для удобства построения по оси удельных объемов следует откладывать $\log(10v)$ (рис. 10).

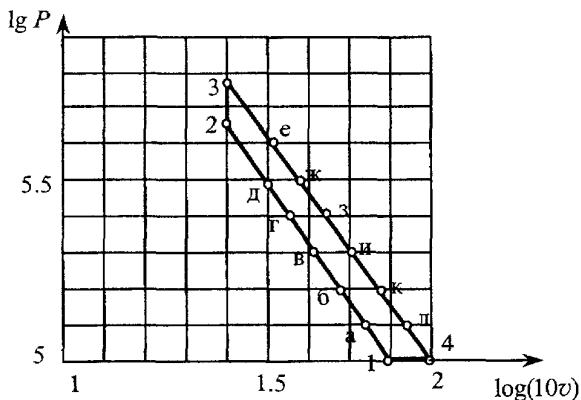


Рис. 10. Газовый цикл в логарифмических координатах

Адиабаты (1-2) и политропа (3-4) в логарифмических координатах представляют прямые линии. На них произвольно откладываются промежуточные точки (а-л), для которых из графика определяются значения $\lg P$ и $\lg 10v$, а затем пары значений P и v . По этим значениям строятся кривые процессов в $P-v$ диаграмме, которая выполняется на миллиметровой бумаге в масштабе.

Аналогичным образом выполняется построение цикла в $P-T$ диаграмме.

Определим для каждого процесса цикла $n, c, \Delta u, \Delta i, \Delta s, q, l$. Для адиабатного процесса 1-2:

$$n = k = \frac{c_p}{c_v} = 1,41,$$

$$c = \frac{dq}{dT}, \text{ так как } dq = 0, \text{ то } c = 0,$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = 113,9 - 0 = 113,9 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta i = i_2 - i_1 = 160,5 - 0 = 160,5 \text{ кДж/кг},$$

$\Delta s = s_2 - s_1 = 0$, поскольку для адиабатного $s = \text{const}$.

Работа процесса из I закона термодинамики:

$$q = \Delta u + l, \text{ так как } q = 0, \text{ то } l = -u = -113,9 \text{ кДж/кг}.$$

Для изохорного процесса 2-3:

$$n = \pm\infty, c_v = 0,707 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$\Delta u = u_3 - u_2 = 165,2 - 113,9 = 51,3 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta i = i_3 - i_2 = 234 - 160,5 = 73,5 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_3}{T_2} = 0,707 \ln \frac{504}{433} = 0,112 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$l = 0, \quad q = \Delta u = 51,3 \text{ кДж/кг}.$$

Для политропного процесса 3-4:

$$n = 1,3,$$

$$c = c_v \frac{k - n}{1 - n} = 0,707 \frac{1,41 - 1,3}{1 - 1,3} = -0,259 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$\Delta u = u_4 - u_3 = 46,2 - 165,2 = -119 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta i = i_4 - i_3 = 65,1 - 234 = -168,9 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta s = s_4 - s_3 = c_n \ln \frac{T_4}{T_3} = -0,259 \ln \frac{338}{506} = 0,101 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$q = c \cdot (T_4 - T_3) = -0,259(338 - 506) = 43,6 \text{ кДж/кг}.$$

Работу процесса определим из I закона термодинамики:

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

$$l = q - \Delta u = 43,6 - (-119) = 162,6 \text{ кДж/кг}.$$

Для изобарного процесса 4-1:

$$n = 0, \quad c_p = 0,998 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$\Delta u = u_1 - u_4 = 0 - 46,2 = -46,2 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta i = i_1 - i_4 = 0 - 65,1 = -65,1 \text{ кДж/кг},$$

$$\Delta S = S_1 - S_4 = c_n \ln \frac{T_1}{T_4} = -0,259 \ln \frac{273}{338} = -0,213 \text{ кДж/кг} \cdot \text{град},$$

$$q = c_p (T_1 - T_4) = 0,998(273 - 338) = -65,1 \text{ кДж/кг},$$

$$l = q - \Delta u = -65,1 - 46,2 = -111,3 \text{ кДж/кг}.$$

Результаты расчетов следует снести в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

| Процессы | n | c , кДж/ кг · град | Δu , кДж/кг | Δi , кДж/кг | Δs , кДж/ кг · град | q , кДж/кг | l , кДж/кг |
|----------|-------------|----------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------------------|-----------------|-----------------|
| 1-2 | 1,4 | 0 | 113,9 | 160,5 | 0 | 0 | -113,9 |
| 2-3 | $\pm\infty$ | 0,71 | 51,3 | 73,5 | 0,112 | 51,3 | 0 |
| 3-4 | 1,3 | -0,259 | -119 | -168,9 | 0,101 | 43,6 | 162,6 |
| 4-1 | 0 | 0,998 | -46,2 | -65,1 | -0,213 | -65,1 | -18,9 |

$$\sum \Delta u = 0 \quad \sum \Delta i = 0 \quad \sum \Delta S = 0 \quad \sum q = 29,8 \quad \sum l = 29,80$$

По результатам расчетов изменения энтропии в процессах цикла построить цикл в координатах $T - S$ (на миллиметровке с определением промежуточных точек, как при построении $(P - v)$ и $(P - T)$ диаграмм) (рис. 11).

Определим количество тепла, подведенного к рабочему телу в цикле:

$$\sum q_{\text{подв}} = q_{2-3} + q_{3-4} = 51,3 + 43,6 = 94,9 \text{ кДж/кг}.$$

Определим термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{\sum l}{\sum q_{\text{подв}}} = \frac{29,8}{94,9} = 0,314, \quad \eta = 31,4 \%.$$

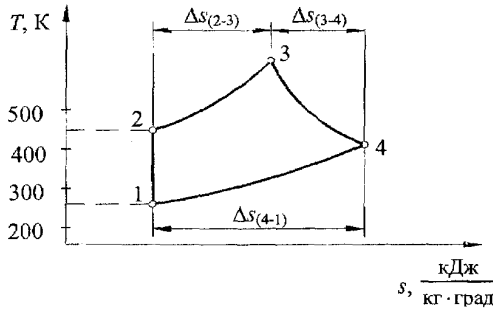


Рис. 11. $T-s$ диаграмма цикла

Расчетное значение КПД цикла проверяется графически. Для этого по $P-v$ диаграмме определяется площадь F_l , ограниченная процессами цикла, и умножается на масштабный коэффициент K_l .

$$l_{\text{ц}}^{\text{рп}} = K_l F_l.$$

Масштабный коэффициент K_l определяется как произведение масштаба по оси давлений на масштаб по оси удельных объемов.

Подводимая теплота цикла $q_1^{\text{рп}}$ определяется как площадь под процессами (2-3) и (3-4) в $T-S$ диаграмме F_q , в которых происходит увеличение энтропии, на масштабный коэффициент K_q :

$$q_1^{\text{рп}} = F_q K_q.$$

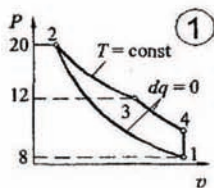
Масштабный коэффициент K_q определяется как произведение масштаба по оси температур на масштаб по оси энтропии.

Графически КПД цикла определяется как

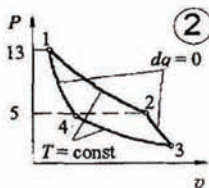
$$\eta_{\text{ц}}^{\text{рп}} = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{рп}}}{q_1^{\text{рп}}}.$$

Расхождение между теоретическим и графическим значениями КПД цикла не должно превышать 10 %.

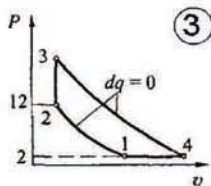
ВАРИАНТЫ ЗАДАНИЙ



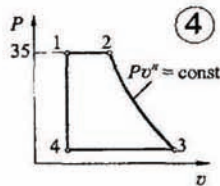
$P_1 = 8$ Бар
 $P_2 = 20$ Бар
 $P_3 = 12$ Бар
 $v_1 = 0,12$ м³/кг



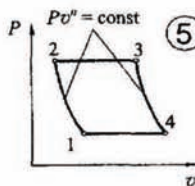
$P_1 = 13$ Бар
 $P_2 = 5$ Бар
 $t_3 = 17$ °С
 $t_1 = 300$ °С



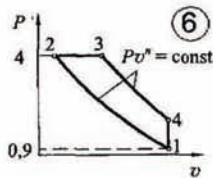
$P_1 = 2$ Бар
 $P_2 = 12$ Бар
 $t_3 = 300$ °С
 $v_1 = 0,45$ м³/кг



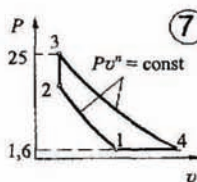
$P_1 = 35$ Бар
 $P_3 = 25$ Бар
 $t_1 = 210$ °С
 $t_2 = 300$ °С
 $n = 1,2$



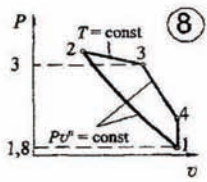
$P_1 = 1$ Бар
 $P_2 = 5$ Бар
 $t_1 = 0$ °С
 $t_3 = 200$ °С
 $n_1 = 1,3$



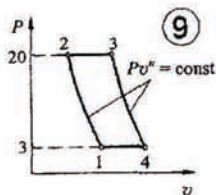
$P_1 = 0,9$ Бар
 $P_3 = 4$ Бар
 $t_1 = 30$ °С
 $t_3 = 300$ °С
 $n = 1,2$



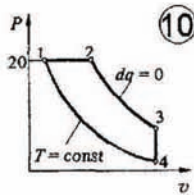
$P_1 = 1,6$ Бар
 $P_3 = 25$ Бар
 $t_2 = 150$ °С
 $v_1 = 0,5$ м³/кг
 $n = 1,2$



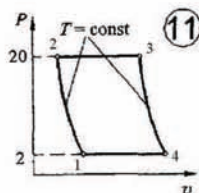
$P_1 = 1,8$ Бар
 $P_3 = 3,0$ Бар
 $v_2 = 0,1$ м³/кг
 $t_1 = 30$ °С
 $n = 1,1$



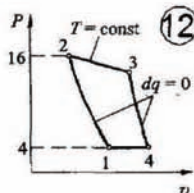
9
 $P_1 = 3 \text{ Бар}$
 $P_2 = 20 \text{ Бар}$
 $v_1 = 0,3 \text{ м}^3/\text{кг}$
 $t_3 = 300 \text{ }^\circ\text{C}$
 $n = 1,3$



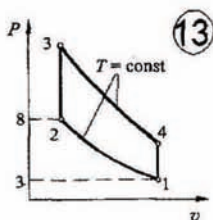
10
 $P_1 = 20 \text{ Бар}$
 $t_1 = 200 \text{ }^\circ\text{C}$
 $t_2 = 350 \text{ }^\circ\text{C}$
 $v_4 = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}$



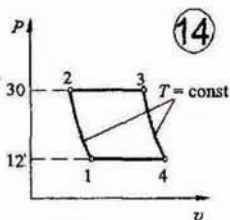
11
 $P_1 = 2 \text{ Бар}$
 $P_2 = 20 \text{ Бар}$
 $t_1 = 50 \text{ }^\circ\text{C}$
 $t_3 = 200 \text{ }^\circ\text{C}$



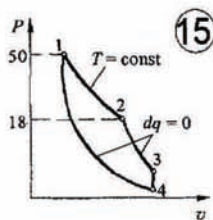
12
 $P_1 = 4 \text{ Бар}$
 $P_2 = 16 \text{ Бар}$
 $P_3 = 6 \text{ Бар}$
 $t_1 = 100 \text{ }^\circ\text{C}$



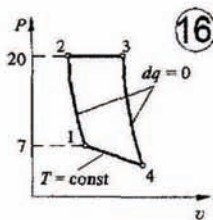
13
 $P_1 = 3 \text{ Бар}$
 $P_2 = 8 \text{ Бар}$
 $t_1 = 27 \text{ }^\circ\text{C}$
 $t_3 = 200 \text{ }^\circ\text{C}$



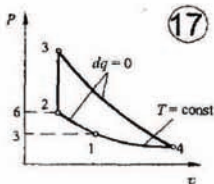
14
 $P_1 = 12 \text{ Бар}$
 $P_2 = 30 \text{ Бар}$
 $t_1 = 100 \text{ }^\circ\text{C}$
 $t_3 = 200 \text{ }^\circ\text{C}$



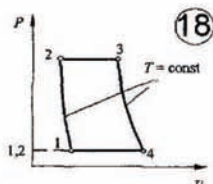
15
 $P_1 = 50 \text{ Бар}$
 $P_2 = 18 \text{ Бар}$
 $t_1 = 300 \text{ }^\circ\text{C}$
 $v_3 = 0,2 \text{ м}^3/\text{кг}$



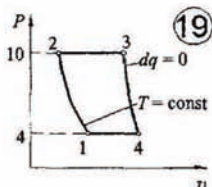
16
 $P_1 = 7 \text{ Бар}$
 $P_2 = 20 \text{ Бар}$
 $t_3 = 200 \text{ }^\circ\text{C}$
 $v_1 = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}$



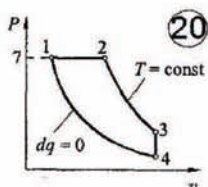
$P_1 = 3$ Бар
 $P_2 = 6$ Бар
 $t_1 = 30^\circ\text{C}$
 $t_3 = 250^\circ\text{C}$



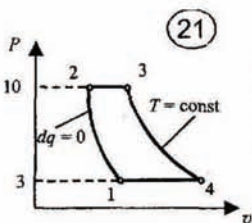
$P_1 = 1,2$ Бар
 $v_1 = 0,7$ м³/кг
 $v_2 = 0,2$ м³/кг
 $t_3 = 150^\circ\text{C}$



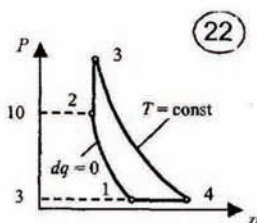
$P_1 = 4$ Бар
 $P_2 = 10$ Бар
 $t_3 = 300^\circ\text{C}$
 $v_1 = 0,3$ м³/кг



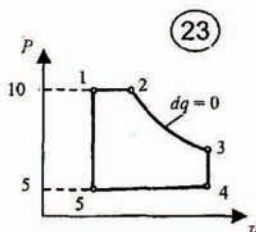
$P_1 = 7$ Бар
 $t_1 = 200^\circ\text{C}$
 $t_2 = 300^\circ\text{C}$
 $v_4 = 0,4$ м³/кг



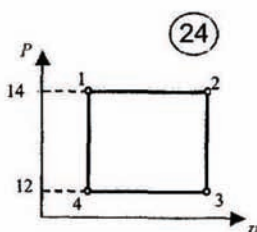
$P_1 = 3$ Бар
 $P_2 = 10$ Бар
 $t_1 = 25^\circ\text{C}$
 $t_3 = 250^\circ\text{C}$



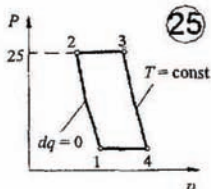
$P_1 = 3$ Бар
 $P_2 = 10$ Бар
 $v_1 = 0,3$ м³/кг
 $t_3 = 200^\circ\text{C}$



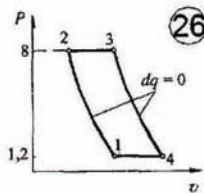
$P_1 = 10$ Бар
 $P_4 = 6$ Бар
 $t_1 = 250^\circ\text{C}$
 $t_2 = 300^\circ\text{C}$
 $v_3 = 0,2$ м³/кг



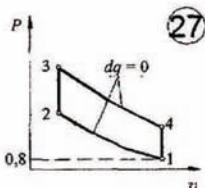
$P_4 = 12$ Бар
 $P_1 = 14$ Бар
 $t_2 = 150^\circ\text{C}$
 $v_1 = 0,08$ м³/кг



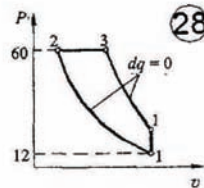
25
 $P_2 = 25$ Бар
 $t_1 = 50$ °C
 $t_3 = 300$ °C
 $v_1 = 0,12$ м³/кг



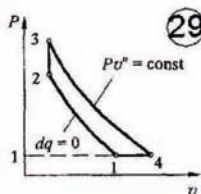
26
 $P_1 = 1,2$ Бар
 $P_2 = 8$ Бар
 $t_1 = 10$ °C
 $t_3 = 242$ °C



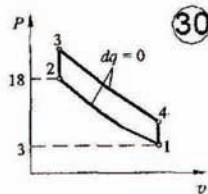
27
 $P_1 = 0,8$ Бар
 $t_1 = 20$ °C
 $t_3 = 300$ °C
 $v_2 = 0,4$ м³/кг



28
 $P_1 = 12$ Бар
 $P_2 = 60$ Бар
 $t_1 = 50$ °C
 $t_3 = 320$ °C



29
 $P_1 = 1$ Бар
 $t_1 = 0$ °C
 $t_2 = 160$ °C
 $t_4 = 65$ °C
 $n = 1,3$



30
 $P_1 = 3$ Бар
 $P_2 = 18$ Бар
 $t_1 = 20$ °C
 $t_3 = 330$ °C

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болгарский А.В. и др. Термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1975.
2. Болгарский А.В. и др. Сборник задач по термодинамике и теплопередаче. – М.: Высшая школа, 1972.
3. Кругов В.И. Техническая термодинамика. – М.: Высшая школа, 1971.

ГАЗОВЫЕ ЦИКЛЫ

**Методические указания
к расчетно-графическим работам**

Редактор *И.Л. Кескевич*
Технический редактор *Н.В. Гаврилова*
Корректор *И.Е. Семенова*
Компьютерная верстка *В.Ф. Ноздрева*

Подписано в печать 03.04.2007. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Тираж 100 экз.
Уч.-изд. л. 2,09. Печ. л. 2,25. Изд. № 341. Заказ № *606*. Цена договорная

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

