

Лекция 4

7. Втори принцип на термодинамиката

Първият принцип на термодинамиката характеризира процесите на превръщане на енергията от количествена страна. Той представя еквивалентността на енергията. Според този принцип, всеки процес при който се спазва закона за съхранение на енергията е възможен. В действителност обаче не всички процеси са осъществими.

Например, ако разгледаме две тела с различна температура, съгласно първия принцип не е невъзможно от тялото с по-ниска температура да се пренесе енергия към тялото с по-висока енергия. Основното изискване на този принцип е количеството отдадена от едното тяло топлинна енергия да е равно на количеството топлина погълната от другото.

Съгласно първия принцип, може да се извършва превръщане на топлината в механична работа, но не се дават указания при какви условия може да се извършва това. Ако не се знаят тези условия не могат да се анализират и предсказват резултатите при преобразуването.

Когато в процесите на преобразуване на енергията, не може автоматично да се прилага закона за запазване на енергията. Например, механичната енергия може да се превръща в електрическа (електрически генератор), а след това електрическата да се превръща в механическа (електрически двигател). Това означава, че механичната и електрическата енергии са равноценни и могат да се превръщат една в друга само на основата на закона за запазване на енергията.

Опитът показва, че когато топлина участва в превръщане на енергията законът за запазване на енергията не е достатъчен за описване на явленията. Това показва, че топлинната енергия не е равноценна с другите видове енергия. Това се дължи на строежа на материята и е природна даденост.

Другите видове енергия се превръщат в топлинна енергия изцяло, основавайки се само на закона за съхранение на енергията. Например, механичната енергия на тяло издигнато на определена височина се превръща в топлинна енергия при падане на тялото и удар в повърхността върху която пада тялото. Топлината се акумулира в тялото и повърхнината. Обратното превръщане не може да се извърши без създаване на специални условия и е невъзможно да се извърши изцяло (цялото количество енергия). Същото е и между електрическа и топлинна енергия. Електрическата енергия се превръща напълно и без специални условия в топлинна, но обратното превръщане се извършва много трудно и с нисък коефициент на полезно действие.

Вторият принцип на термодинамиката се въвежда, за да се дефинират условията при които се извършва преобразуване на енергията, когато в процесите участва топлинна енергия. Той се явява фундаментален природен закон и има важно научно и философско значение. Вторият принцип на термодинамиката има различни формулировки, изказани от едни от най-големите физици на 19 век.

Формулировка на Клаузиус: Всички топлинни процеси могат да се разделят в два класа – положителни и отрицателни. Положителните процеси протичат самопроизволно, а отрицателните могат да протекат само чрез създаване на изкуствени условия (използване на допълнителни съоръжения). Отнесени към топлообменните процеси, тази формулировка означава, че топлината се пренася от тела с по-висока към тела с по-ниска температура.

Формулировка на Карно: Топлината може да се превръща в работа, само когато е налице температурна разлика. От цялото количество топлина се оползотворява само част от нея и тази част зависи от температурната разлика. Тази формулировка се базира на термодинамичния анализ на идеалния цикъл на Карно.

Формулировка на **Томсън**: Машина, която отнема топлина от един топлинен източник и превръща тази топлина в работа, без да настъпят други изменения в участващите тела е невъзможна.

Формулировка на **Планк**: Не е възможно построяването на периодично действаща машина, която да не извършва нищо друго, освен да повдига един товар и да охлажда един топлинен източник. Тази формулировка е разновидност на предишната.

Формулировка на **Оствалд**: Не е възможно построяването на Перпетум мобиле от втори ред. Перпетум мобиле от втори род е машина, която противоречи на втория принцип на термодинамиката, докато Перпетум мобиле от първи род е машина, не изпълняваща закона за запазване на енергията (първия принцип на термодинамиката).

Формулировка на **Болцман**: Природата се стреми от състояния с по-малка вероятност към състояния с по-голяма вероятност.

Математически израз на втория принцип на термодинамиката

Математическият израз на втория принцип на термодинамиката може да бъде изведен от термодинамичния анализ на идеалния цикъл на Карно. Коефициентът на полезно действие на цикъл на Карно се записва във вида:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (7.1)$$

където q_2 и T_2 са отведената топлина и температурата при която се отвежда топлината и q_1 и T_1 – вложена топлина и температура на влагане на топлината.

От горния израз може да се запише:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2} \quad (7.2)$$

След прехвърляне в лявата част на уравнението се получава:

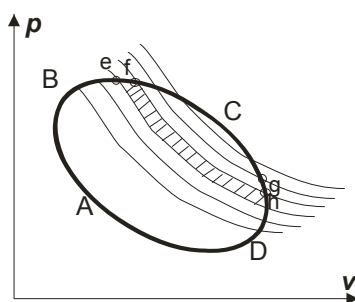
$$\frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (7.3)$$

Ако се запишат топлините с техните знаци (отведената топлина със знак '-') ще се получи следния израз:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad \text{или} \quad \sum \frac{q}{T} = 0 \quad (7.4)$$

Отношението на топлината към температурата при която се пренася (q/T) се нарича *приведена топлина*. Тогава горният израз означава, че сумата от приведените топлини в обратимия цикъл на Карно е нула.

Израз за приведената топлина може да бъде изведен за произволен обратим



Фиг. 7.1 II принцип на термодинамиката

термодинамичен процес (фиг 7.1).

Разглежда се произволен обратим кръгов термодинамичен процес А-В-С-Д. Този процес може да се раздели на множество елементарни процеси, ако се построят близки една до друга криви на адиабатни процеси, които покриват разглеждания затворен термодинамичен процес. Може да се разгледа елементарен кръгов процес затворен между две съседни адиабатни криви и части от разглеждания процес (защрихованата област на фигурата). Този елементарен процес съдържа две адиабати и два процес *e-f* и *g-h*, които са участъци от процеса А-В-С-Д. Ако построените адиабати са много близко една до друга (разстоянието между тях клони към нула), участъците *e-f* и *g-h* стават достатъчно малки, и

изменението на температурата в тях става пренебрежимо малка. Когато разстоянието между адиабатите клони към нула, елементарните процеси клонят към процеси на Карно (образувани за от две адиабати и две изотерми). Целият процес А-В-С-D може да се представи като сума от елементарни карнотови процеси. Когато разстоянието между адиабатите се остави да клони към нула, тази сума се преминава в интеграл по областта заградена от термодинамичния процес. За всеки елементарен процес е в сила равенството

$$\sum \frac{q}{T} = 0 \text{ или}$$

$$\frac{q_{ef}}{T_{ef}} + \frac{q_{gh}}{T_{gh}} = 0.$$

Сумата от приносите на всички елементарни участъци от контура на термодинамичния процес се записва по-следния начин:

$$\sum_{i=1}^n \frac{q_i}{T_i} = 0. \text{ При преход към безкрайно малки разстояния между адиабатите се}$$

преминава към интеграл по контура на термодинамичния процес:

$$\lim \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{T_i} = \oint \frac{dq}{T} = 0 \text{ или } \oint \frac{dq}{T} = 0 \quad (7.5)$$

Последното интегрално уравнение представлява запис на втория принцип на термодинамиката. От математиката е известно, че когато един интеграл по затворен контур е равен на нула подинтегралният израз се явява пълен диференциал на някаква функция. В термодинамиката отношението $\frac{dq}{T}$ (подинтегралния израз) е прието да се смята за пълен диференциал на функция, която се означава с s и се нарича ентропия:

$$ds = \frac{dq}{T} \text{ и } dq = T \cdot ds \quad (7.6)$$

За термодинамична система с маса m ентропията се означава с $S = m \cdot s$ и се измерва в [J/kg⁰K]

За необратими термодинамични цикли изразът (7.1), поради това че: $\eta_{необр.} < \eta_t$, изглежда по следния начин:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ откъдето за приведената топлина се получава:}$$

$$\frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1} \text{ и } \frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1}$$

Тъй като $q_2 < 0$ (отрицателна), като се вземе заедно със знака си може да се запише:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0 \text{ и } \sum \frac{q}{T} < 0$$

За произволен затворен термодинамичен цикъл се получава:

$$\oint \frac{dq}{T} < 0 \quad (7.7)$$

Това е запис на втория принцип на термодинамиката за произволен необратим процес.

Ентропия

Ентропията е термодинамична величина (характеристика на термодинамичната система). Както вътрешната енергия и енталпията тя се явява функция на термодинамичното състояние. Може да се представи като функция на два от термодинамичните параметри: $s = f(p, v)$; $s = f(p, T)$ и $s = f(T, v)$.

Като термодинамична характеристика ентропията притежава някои основни свойства;

- Ентропията е **адитивна** величина $s = \sum_{i=1}^n s_i$. Това означава, че ако термодинамичната система се състои от n тела, ентропията на системата е сума от ентропиите на отделните тела.

- Изменението на ентропията се определя от началното и крайното състояние на системата и не зависи от промеждутъчните състояния през които преминава.

- В термодинамиката е важно изменението на ентропията, а не абсолютната ѝ стойност. Поради тази причина е без съществено значение как се задава началото на скалата по която се отчита ентропията.

Изменения на ентропията в обратими термодинамични процеси

Изменението на ентропията се определя от основния израз с който се дефинира: $ds = \frac{dq}{T}$.

Тъй като температурата е положителна величина (ако не се разглежда абсолютната температурна нула), знакът на изменението на ентропията зависи от знака на топлината, която се обменя в процеса.

Когато се внася топлина към термодинамичната система $dq > 0$ и ентропията нараства и обратно, когато се отнема топлина, изменението на ентропията е отрицателно $ds < 0$.

Изменението на ентропията при преминаване от състояние 1 към състояние 2 се определя чрез интегриране:

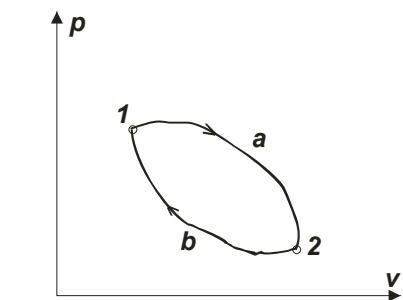
$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} \quad (7.8)$$

В **обратими адиабатни процеси** топлината е нула $dq = 0$ и следователно, $ds = 0$. Това означава, че $s_1 = s_2 = \text{const}$.

В **изолирана термодинамична система** при обратими процеси ентропията остава постоянна. Когато се извършват обратими процеси предаването на топлинната енергия става при много малки температурни разлики, клонящи към нула. Тогава изменението на ентропията е $\nabla s = \frac{\nabla q}{T}$. Ако топлообмен се извършва между две тела от изолираната

система, ентропията на едното тяло се намалява (което отдава топлина), а на другото се увеличава със същата стойност. Така общата стойност на ентропията остава непроменена.

Изменения на ентропията в необратими термодинамични процеси



Фиг. 7.2 Неравновесен процес

Ако разгледаме необратим процес 1-a-2 и затворим процеса с помощта на обратим процес 2-b-1 (фиг.7.2) се получава затворен необратим термодинамичен цикъл. За този затворен цикъл е в сила (7.7):

$$\oint \frac{dq}{T} = \int_{1 \ a \ 2} \frac{dq}{T} + \int_{2 \ b \ 1} \frac{dq}{T} < 0$$

За обратимия процес 2-b-1 от (7.8) може да се запише:

$$s_1 - s_2 = \int_{2b1} \frac{dq}{T}$$

Тогава за кръговия процес се получава:

$$\int_{1 \ a \ 2} \frac{dq}{T} + s_1 - s_2 < 0 \text{ и за неравновесния процес 1-a-2 се получава:}$$

$$s_1 - s_2 > \int_{1 \ a \ 2} \frac{dq}{T} \quad (7.9)$$

Това означава, че при необратимите процеси интегралът $\oint \frac{dq}{T}$ е по-малък от изменението на ентропията при преминаване от състояние 1 до състояние 2. В диференциална форма това неравенство може да се запише по следния начин:

$$ds > \frac{dq}{T} \quad \text{и} \quad dq < T \cdot ds \quad (7.10)$$

В общият случай за обратими и необратими случай изрази (7.6), (7.7) и (7.10) могат да се комбинират:

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0; \quad ds \geq \frac{dq}{T}; \quad dq \leq T \cdot ds \quad (7.11)$$

Нарастване на ентропията и деградация на енергията

При нарастване на ентропията при необратимите процеси се намалява работоспособността на термодинамичните системи. Това се нарича ефект на деградация на енергията на системата. Може да се обоснове с помощта на следните разсъждения. Най-напред се разглежда обратим кръгов процес. В изолирана термодинамична система се извършва прав обратим кръгов цикъл на Карно в температурен интервал T_1 и T_2 . Работата спечелена при този процес се получава от израза за термичния коефициент на полезно действие:

$$l = \eta_i q_1 = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

Ако сега се разгледа необратим кръгов процес при същия температурен интервал, разликата от обратимия процес ще бъде в това, че топлината q_1 се предава на работното тяло с някаква температурна разлика. Това означава, че работния газ ще получава топлина при по-ниска температура T_1' от температурата T_1 . Топлината се предава посредством температурен пад $\Delta T = T_1 - T_1'$. Работата, която се реализира в този случай е:

$$l = \eta_i' q_1 = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1'} \right) \quad (7.12)$$

Тъй като $T_1 > T_1'$ то $\eta_i > \eta_i'$. Тогава за разликата в извършваната в обратимия и необратимия цикъл на Карно се получава:

$$\nabla l = l - l' = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) - q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1'} \right) = q_1 T_2 \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1} \right)$$

От друга страна, изменението на ентропията се определя от:

$$\nabla s = \frac{q_1}{T_1'} - \frac{q_1}{T_1} = q_1 \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1} \right)$$

Изменението на ентропията е положителна величина, тъй като $T_1 > T_1'$.

Изменението на работата е:

$$\Delta l = l - l' = T_2 \cdot \Delta s \quad (7.13)$$

Този израз определя намаляването на работата, която се реализира в реален термодинамичен процес спрямо идеален процес при същата температурна разлика. Това намаление е пропорционално на увеличението на ентропията на термодинамичната система. Затова увеличението на ентропията се разглежда като мярка за намаляване на работоспособността на термодинамичните системи.

Този извод е валиден за всички необратими процеси.

Изменение на ентропията на идеален газ

Изменението на ентропията в термодинамични процеси с идеални газове може да се определи от уравненията за първия принцип на термодинамиката и уравнението за състояние на идеални газове. Тъй като $dq = T \cdot ds$, изразите за първия принцип на термодинамиката могат да се запишат във вида:

$$dq = du + pdv \quad Tds = c_v dT + pdv \quad (7.14)$$

$$dq = di - vdp \quad Tds = c_p dT - vd p \quad (7.15)$$

От тези равенства може да се определи елементарното изменение на ентропията:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv \quad (7.16)$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dp \quad (7.17)$$

Използвайки уравнението за състояние на газовете: $p \cdot v = R \cdot T$ изразите (7.16) и (7.17) могат да се запишат във вида:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad (7.18)$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (7.19)$$

Това са диференциалните уравнения за изменение на ентропията изразена съответно с температура и специфичен обем и температура и налягане. Могат да се получат интегрални уравнения за изменение на ентропията. При интегрирането между състояние 1 и 2 се получават логаритми, а изразите за изменение на ентропията имат вида:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (7.20)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (7.21)$$

За получаване уравнението за изменение на ентропията с параметри специфичен обем и налягане се използва диференциалното уравнение за състояние на газовете:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p}$$

Като се замести dT/T от този израз в някое от уравненията (7.17) или (7.18) и се направят прости преобразования се получава диференциалното уравнение за изменение на ентропията:

$$ds = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v} \quad (7.22)$$

Интегралното уравнение за изменение на ентропията има вида:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (7.23)$$

Равновесие на термодинамичните системи

Във всяка изолирана термодинамическа система, която се намира в неравновесно състояние, възникват самопроизволни процеси, които се стремят да доведат системата до равновесно състояние. При тези процеси ентропията на системата винаги нараства. В равновесно състояние системата има най-голяма ентропия. Ентропията в равновесно състояние може да бъде повишена само при въздействие от окръжаващата среда, която би извела системата от равновесното ѝ състояние (чрез внасяне на енергия). След това в системата отново протичат процеси (самопроизволни), които се стремят да я доведат до равновесно състояние. Могат да се приведат многобройни доказателства за нарастване на ентропията при самопроизволни процеси. Тук ще бъдат представени няколко доказателства в тази посока.

- **Адиабатни процеси.** В общия случай (7.11) $dq \leq T \cdot ds$. При адиабатните процеси $dq = 0$ и за ентропията се получава $T \cdot ds \geq 0$. Тъй като температурата е положителна величина то $ds \geq 0$. Равенството е в сила за равновесни процеси, докато за реалните неравновесни адиабатни процеси е в сила неравенството. Това означава, че при тези процеси изменението на ентропията е само в посока на увеличаване.

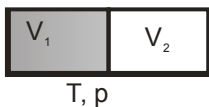
- **Топлопроводност.** Ако в изолирана система има две тела А и В, които имат температури T_A и T_B , които не са равни (това е условие системата да не е в равновесно състояние). За улеснение може да се приеме, че телата са с голяма (неограничена) маса. Тогава топлообмена между двете тела няма да промени температурата на телата. Ако те бяха с ограничена маса, при топлообмена температурите им ще се променят.

Ако температурата на тяло А е по-висока от температурата на тяло В $T_A > T_B$, то определено количество топлина dQ ще се пренася от тяло А към тяло В. Тогава ентропията на тяло А намалява с dQ/T_A , а на тяло В нараства с dQ/T_B . Общото изменение на ентропията на системата е:

$$\nabla S = \frac{dQ}{T_B} - \frac{dQ}{T_A} = dQ \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right) \quad (7.24)$$

Тъй като $T_A > T_B$, то $dS > 0$, т.е ентропията нараства. Всички процеси на топлообмен са съпроводени с нарастване на ентропията.

- **Разширение на газ.** Разглежда се съд с газ (фиг 7.3) при който обемът на съда може да



Фиг. 7.3 Разширение на газ

се изменя (нараства) чрез премахване на преграда. Първоначално, газът заема обем V_1 и има температурата T и налягане p , но чрез премахване на преградата обемът става V_2 . Извършва се самопроизволен процес на разширение.

При този процес температурата остава същата (разглежда се адиабатен процес без извършване на работа). Изменението на ентропията се определя от израза (7.20):

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad \text{Тъй като температурата остава постоянна } T_1 = T_2, \text{ за}$$

изменението на ентропията се получава:

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (7.25)$$

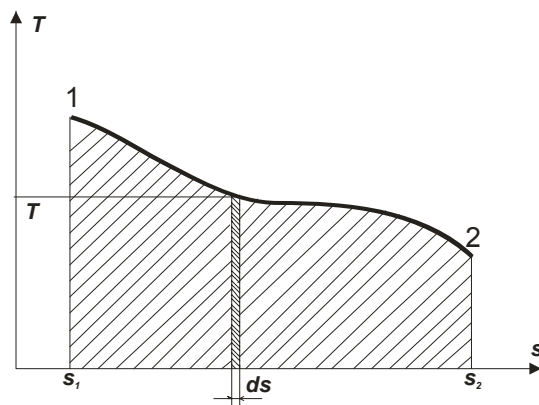
Тъй като обемът V_2 е по-голям от първоначалния обем логаритъмът е положително число и за изменението на ентропията може да се запише:

$$s_2 - s_1 > 0 \quad \text{т.е ентропията в края на процеса е по-голяма отколкото в началото.}$$

Тези примери доказват, че в изолирани термодинамични системи ентропията нараства. Това означава, че при самопроизволните процеси в изолирани термодинамични системи работоспособността на системата намалява (7.13).

8. T-s диаграма (топлинна диаграма)

Наред с $p-v$ диаграмата в термодинамиката широко се използва и $T-s$ диаграма. В нея по абсисната ос се нанася ентропията, а по ординатната ос – температурата. На фиг 8.1 е представен термодинамичен процес 1-2. Както при работната $p-v$ диаграма и тук може да се анализира физическия смисъл на площта затворена между кривата на процеса и



Фиг.8.1 T-s диаграма

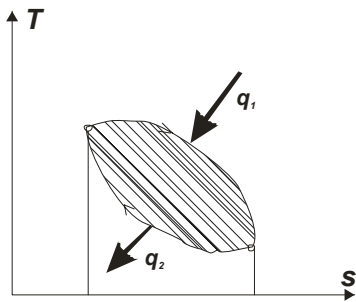
абсисната ос (заштрихованата площ). Разглежда се елементарен участък с ширина ds , и температура на процеса в този участък T . Площта на този участък е $T \cdot ds$. Така се записва елементарната топлина в термодинамичните процеси. Следователно, тази елементарна площ в определен мащаб представя елементарната работа в термодинамичния процес.

Ако се извърши интегриране на елементарната топлина се получава пълната топлина в процес 1-2:

$$s_{21} = \int_{1-2} T ds \quad (8.1)$$

Графически това съответства на сумиране по всички елементарни участъци ds между началното и крайно състояние на процеса. Това означава, че площта заключена между кривата на процеса 1-2 и абсисната ос (защрихованата площ) в определен мащаб представя топлината предадена в термодинамичния процес. Затова $T-s$ диаграмата се нарича още топлинна диаграма.

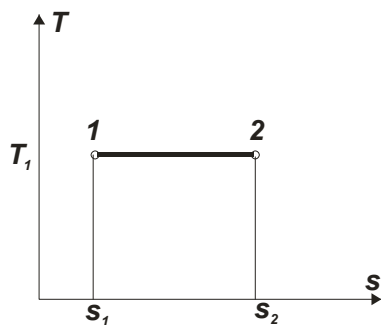
В $T-s$ диаграма може да се представят всички частни термодинамични процеси, разгледани в предишните параграфи. Могат също така да се представят кръгови термодинамични процеси. Произволен кръгов термодинамичен процес е показан на



Фиг. 8.2 Кръгов термодинамичен цикъл

фиг.8.2. Площта под долната част на контура на процеса представя топлината отдавана към околната среда, а площта затворена от горната част на контура и абсисната ос представя внесяната топлинна енергия. Разликата между внесената и отведената топлинна енергия се определя от площта, която загражда контура (защрихованата площ). Това представлява работата реализирана в процеса.

Частни термодинамични процеси в $T-s$ диаграма



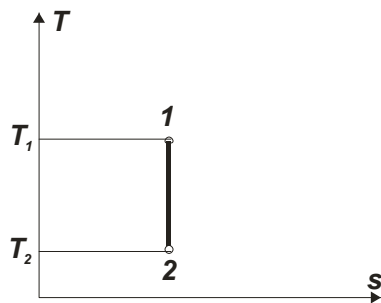
Фиг.8.3 Изотермен процес

- **Изотермичен** процес. Представен е на фиг 8.3. Изменението на ентропията може да бъде определена с някои от изразите (7.16) или (7.17). Тъй като температурата е постоянна, $dT=0$ и за изменението на ентропията се получават изразите:

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{или}$$

$$s_2 - s_1 = -R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8.2)$$

- **Адиабатен** процес. Представен е графически на фиг 8.4. При адиабатния процес топлина



Фиг.8.4 Адиабатен процес

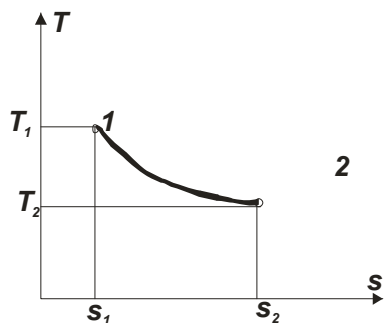
не се пренася - $dq = 0$. Тъй като $ds = \frac{dq}{T}$, то при адиабатния процес $ds = 0$.

Това означава, че ентропията в този процес не се променя

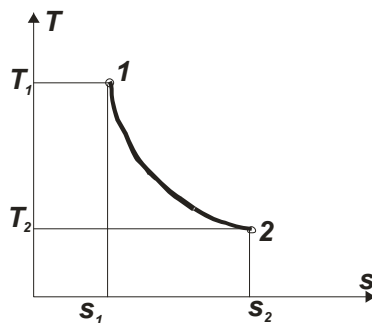
$$s_1 = s_2. \quad (8.3)$$

- **Изохорен** процес. Изохорен процес е показан на фиг 8.4. Изменението на ентропията се определя от израза (7.20). Тъй като обемът остава постоянен $v_1 = v_2$ за изменението на ентропията се получава:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8.4)$$



Фиг.8.5 Изобарен процес



Фиг.8.6 Изохорен процес

- **Изобарен** процес. Изобразен е графически на фиг.. Изменението на ентропията се определя от (7.21). Тъй като $p_1 = p_2$ за изменението на ентропията може да се запише във вида:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8.5)$$

Политропен процес. Политропният процес се характеризира с постоянство на специфичния топлинен капацитет:

$$c_n = c \frac{n - \chi}{n - 1} \text{ и топлинна енергия}$$

$$dq = c_n dT = c_v \frac{n - \chi}{n - 1} dT \quad (8.6)$$

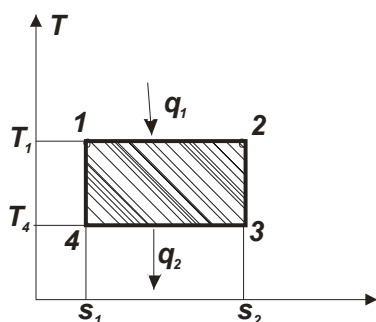
Ентропията в този случай се определя от израза:

$$ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{n - \chi}{n - 1} \frac{dT}{T} \quad (8.7)$$

В интегрална форма изменението на ентропията се получава след интегриране:

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n - \chi}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8.8)$$

Цикъл на Карно в T-s диаграма. Цикълът на Карно съдържа две изотерми и две адиабати (фиг 8.7). Използвайки характеристиките на T-s



Фиг. 8.7 Диаграма на цикъл на Карно

диаграмата в които топлината, се определя като площта под кривата на даден процес може да се запише:

$$q_1 = T_1 \cdot (s_2 - s_1) \text{ и}$$

$$q_2 = T_3 \cdot (s_2 - s_1)$$

Полезната работа се определя като разлика между внесената и отведена топлинна енергия:

$$l = q_1 - q_2 = (T_1 - T_3)(s_2 - s_1)$$

Графично тя се изобразява с площта заградена от контура на термодинамичния цикъл (заштрихованата площ).

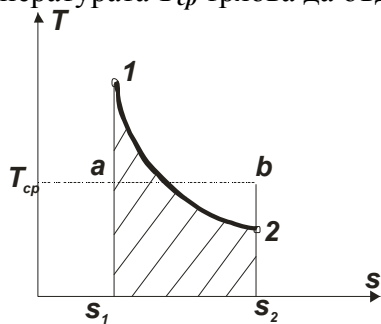
Термодинамичния коефициент на полезно действие се определя от:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(T_1 - T_3)(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = \frac{T_1 - T_3}{T_1} = 1 - \frac{T_3}{T_1} \quad (8.9)$$

Средноинтегрална температура

Когато се разглежда произволен (политропен) процес (фиг 8.8), топлината отдавана или поглъщана в него може да се определя с използването на средноинтегралната температура на процеса T_{cp} . Тя се дефинира като температура на въображаем изотермичен процес, който отдава или поглъща същото количество топлина, както реалния политропен процес. Температурата T_{cp} се дефинира така, че площите на правоъгълника $a-b-s_2-s_1-a$ (топлината

на въображаемия изотермичен процес с температура T_{cp} да е равна на площта определена от реалния процес 1-2 и абсисната ос (защрихованата площ). Следователно, температурата T_{cp} трябва да бъде определена от израза:



Фиг.8.8 Средноинтегрална температура

$$T_{cp} = \frac{\text{площ}(1-2-s_2-s_1-1)}{s_2-s_1}$$

Площта в числителя на това равенство е топлината в политропния процес 1-2: $\int_{T_1}^{T_2} T ds$ и за средноинтегралната температура се получава:

$$T_{cp} = \frac{\int_{T_1}^{T_2} T ds}{s_2-s_1} = \frac{q}{\nabla s} \quad (8.10)$$

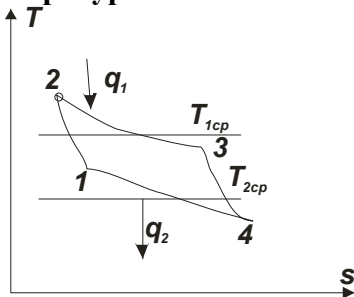
За политропен процес са в сила следните изрази за топлината и изменението на ентропията:

$$dq = c_n dT = c_v \frac{n-\chi}{n-1} dT \quad \text{и} \quad s_2-s_1 = c_v \frac{n-\chi}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \text{и за средноинтегралната}$$

температура се получава:

$$T_{cp} = \frac{q}{\nabla s} = \frac{T_2-T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}} \quad (8.11)$$

Определяне на термичния коефициент на полезно действие чрез средноинтегрална температура.



Фиг. 8.9 К.п.д на термодинамичен цикъл

Коефициентът на полезно действие на термодинамични цикли може да се определя чрез средноинтегралната температура. На фиг 8.9. е представен термодинамичен цикъл, в който внасяната топлина q_1 и отвежданата q_2 могат да се определят не от реалните процеси 2-3 и 4-1, а чрез средноинтегралните температури T_{1cp} и T_{2cp} :

$$q_1 = T_{1cp} \Delta s \quad \text{и} \quad q_2 = T_{2cp} \Delta s$$

Тогава, коефициентът на полезно действие се

определя от израза:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_{2cp} \nabla s}{T_{1cp} \nabla s} = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}} \quad (8.12)$$

Термическият к.п.д на реален процес е равен на теоретичния к.п.д на карнотов процес извършван при средноинтегралните температури за внасяне и отвеждане на топлината.