

1. Základné pojmy, veličiny a rovnice

Učebný cieľ kapitoly

Termodynamika je súčasťou termomechaniky. Termomechanika skúma veľmi rozsiahlu oblasť javov, sprevádzaných interakciou s teplom.

Pre veľkú rozsiahlosť javov termomechaniky zadeľujeme ich podľa príbuznosti do nasledovných skupín:

a. javy termoelektrické

Sem patria tie, pri ktorých sa skúmajú vzájomné vzťahy pri tepelných a elektrických procesoch. Ide o priamu premenu tepla na elektrickú prácu, resp. premenu elektrickej práce na teplo.

b. javy termochemické

Termochémia skúma vzájomné vzťahy medzi veličinami chemickými, tepelnými a mechanickými. Skúma tepelné podmienky chemických reakcií a rovnováhy pri termochemických dejoch.

c. javy termokinetické

Sú javy, pri ktorých dochádza k prenosu tepla z jednej sústavy do druhej (napr. z telesa do okolia a naopak), pričom nedochádza k vykonávaniu mechanickej práce. Je základnou teoretickou disciplínou pre návrh tepelných výmenníkov a chladienia rôznych zariadení včítane elektrických ako sú motory, transformátory polovodičové súčiastky a pod.

d. javy termodynamické

Sem patrí široká oblasť skúmania zmien stavu látok v podmienkach tepelnej rovnováhy sústavy a okolia ako aj v podmienkach nerovnovážnych. V tomto širokom ponímaní je súčasťou teoretickej fyziky.

Technická termodynamika rozvíja teóriu problémov, ktoré prináša prax a odvodzuje metódy ich kvantitatívneho riešenia s primeranou presnosťou. Za tým účelom využíva základné zákony teoretickej termodynamiky, ktoré dopĺňa potrebnými údajmi, získanými najmä experimentálne. Náplň technickej termodynamiky závisí od odboru, ktorému slúži.

Energetická termodynamika je časť technickej termodynamiky, ktorá sa zaoberá procesmi, pri ktorých prechod tepla z jednej sústavy na druhú je sprevádzaný premenou určitej časti tepla na iné formy energie najmä na mechanickú prácu a naopak. Je základnou teoretickou disciplínou. Stavby tepelných motorov a zariadení umožňujúcu zvýšenie ich účinnosti, hospodárnosti a ďalší vývoj. Skriptum sa zameriava najmä na premenu tepla na mechanickú prácu v tepelných elektrárňach, klasických aj jadrových a čiastočne aj na prečerpávanie tepla v chladiacich zariadeniach a tepelných čerpadlách.

Učebným cieľom tejto kapitoly je ozrejmiť základné pojmy energetickej termodynamiky so zameraním na spôsoby premeny tepla na mechanickú prácu v otvorených a uzatvorených termodynamických sústavách. Ďalej pôjde o zvládnutie pojmov týkajúcich sa stavovej rovnice plynov a základných stavových veličín, ako aj zmesi plynov.

1.1 TEKUTINA A FYZIKÁLNE KONTINUUM

Pojmom tekutina rozumieme látky, ktorých jednotlivé častice sa voči sebe ľahko posúvajú pôsobením veľmi malých síl - teda kvapaliny a plyny.

Fyzikálne kontinuum je sústava, ktorej najmenšie pozorované častice majú rovnaké vlastnosti ako celý skúmaný systém.

Fyzikálne diskontinuum sa oproti predchádzajúcej sústave vyznačuje tým, že jeho vlastnosti sa pri určitom zmenšení veľkosti pozorovaného objektu skokom menia.

Hoci tekutiny majú, rovnako ako látky pevného skupenstva molekulárnu a atomárnu štruktúru, budeme ich v technickej termodynamike považovať za homogénne látky, pretože väčšina technických úloh sa zaoberá objemami, pozostávajúcimi z obrovského počtu molekúl a vzájomné mechanické pôsobenie je dané strednou štatistickou hodnotou ich účinku.

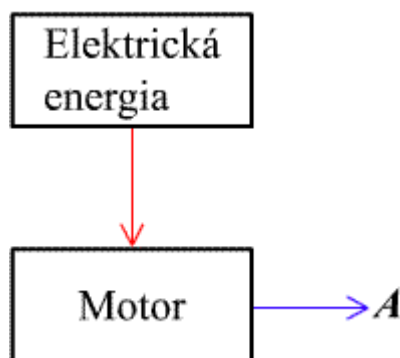
1.2 ENERGIA, EXERGIA, ANERGIA

Pretože technická termodynamika sa zaoberá sledovaním a bilancovaním procesov premien energií, treba pojem energie bližšie objasniť z hľadiska jej využiteľnosti.

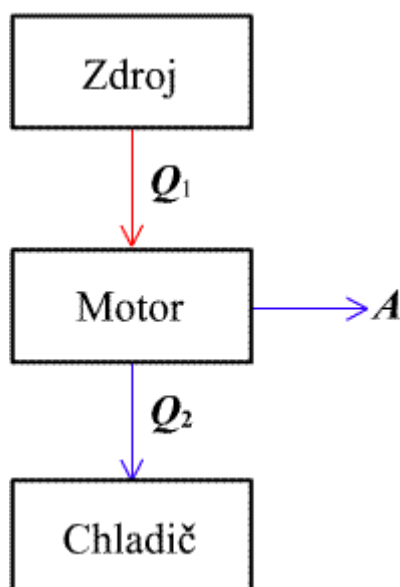
Energia je vo všeobecnosti schopnosť sústavy vykonávať akékoľvek zmeny v sústave alebo mimo nej. Pri týchto zmenách, resp. premenách energií odovzdáva sa energia z jednej časti sústavy na druhú, pričom súčet energií sústavy je vždy konštantný. Nemožno preto zostrojiť perpetuum mobile 1. rádu, ktoré získava prácu iným spôsobom, ako na úkor niektorej z energií sústavy.

Formy premien energií sú obmedzené smerom a pri niektorých druhoch energií aj rozsahom. Energia môže prechádzať samovoľne len z časti sústavy vyššej kvality energie na časť kvality nižšej. Opačný proces je možný len pomocou vhodného zariadenia a dodania vonkajšej práce. (Např. teleso v gravitačnom poli sa pohybuje samovoľne len v smere klesajúcej potenciálnej energie, plyn samovoľne expanduje len z tlaku vyššieho na nižší, teplo samovoľne prechádza len z telesa teplejšieho na chladnejšie a pod.) Sústava sa samovoľne vyvíja len smerom k rovnovážnemu stavu, v ktorom sú hladiny energií všetkých jej častí vyrovnané. V tomto stave stráca sústava schopnosť premien, a tým aj schopnosť vykonávať vonkajšiu prácu. Z uvedeného vyplýva, že nemožno zostrojiť zariadenie, ktoré by získavalo prácu z jednej sústavy v rovnovážnom stave, t.j. z jedného zdroja jednou energetickou kvalitou (např. získavanie práce využívaním tlakovej energie atmosféry, alebo získavanie práce z tepelnej energie okolia). Takéto zariadenie sa nazýva perpetuum mobile 2. rádu. Treba mať na pamäti, že perpetuum mobile 2. rádu na rozdiel od perpetuum mobile 1. rádu (ktoré získava energiu z ničoho), neodporuje zákonu o zachovaní energie. Získava prácu odnímaním a premenou ekvivalentného množstva iného druhu energie zo sústavy, ktorá nie je schopná premien. Existujú energie, ktoré možno premeniť na iný druh bezo zvyšku - s účinnosťou $\eta = 1$ (pri zanedbaní disipácie energie, t.j. strát, rozptylu energie na neželateľné formy, např. trením), a existujú energie, ktoré aj pri zanedbaní disipácie možno premeniť na iné formy len s účinnosťou $\eta < 1$. Medzi prvú skupinu patria např. potenciálna a kinetická energia hmotného telesa, elektrická energia a ďalšie, medzi druhú skupinu např. premena tepla na mechanickú prácu. Z privedeného tepla sa premení na prácu len časť, druhá časť sa odvedie chladením. Toto tvrdenie bližšie objasníme v kapitole o tepelných obehoch.

Blokové schémy, charakterizujúce premeny energie podľa 1. a 2. skupiny sú na obr.1.1a a 1.1b. Straty disipáciou nie sú uvažované.



obr.1.1a Premena elektrickej energie na prácu (bez disipácie)



obr.1.1b Premena tepla na prácu
(bez disipácie)

Podľa zákona o zachovaní energie zrejme platí:

pre obr.1.1a: $A = E$ a účinnosť premeny

$$\eta = \frac{A}{E} = 1$$

pre obr. 1.1b: $Q_1 = A + Q_2$ a účinnosť premeny daná pomerom získanej práce k dodanému

teplu $\eta = \frac{A}{Q_1} < 1$, pretože vždy je $Q_2 > 0$.

Tak napr. účinnosť premeny potenciálnej energie vody na mechanickú prácu v ideálnej vodnej elektrárni je $\eta = 1$, účinnosť premeny tepla na mechanickú prácu v ideálnej parnej elektrárni je $\eta = 0,35$. Je zrejmé, že tieto účinnosti nemožno priamo porovnávať a rôzne druhy energií nie sú ekvivalentné z hľadiska schopnosti premien.

Aby sa obišla táto zdanlivá disproporcia medzi účinnosťami zariadení, pracujúcimi s rôznymi druhmi energií, a aby bolo možné rozlíšiť vplyv disipácie, zaviedol Zoran Rant pojem kvality energie z hľadiska schopnosti premien, podľa ktorého rozdelil energiu do troch skupín:

1. energiu, ktorú možno ľubovoľne premieňať na iné druhy energie, nazval exergia Ex ,
2. energiu, ktorú v danej sústave nemožno premeniť na iné formy, nazval anergia B ,

3. energiu, ktorú možno aj v ideálnych podmienkach transformovať len čiastočne. Táto je zrejme súčtom exergie a anergie.

$$E = Ex + B$$

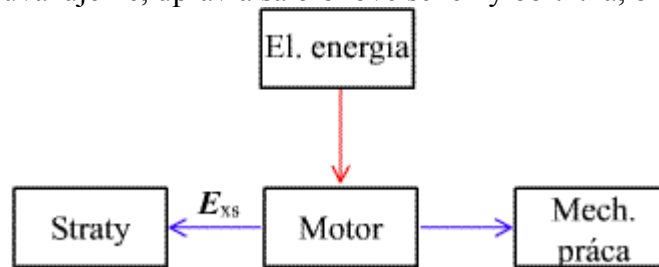
Podľa obr.1.1.b zrejme:

$$Q_1 \triangleq E$$

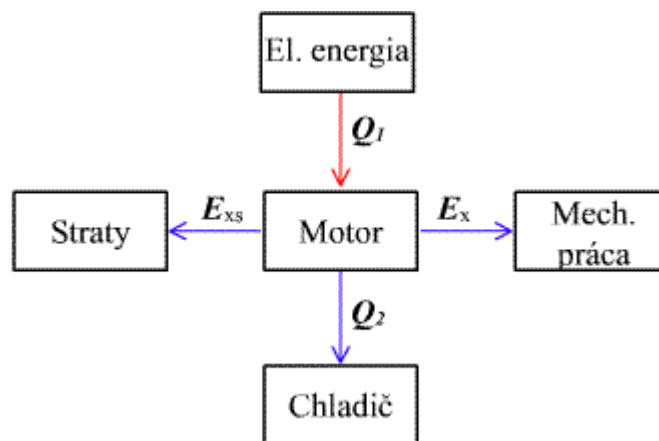
$$Q_2 \triangleq B$$

$$A \triangleq Ex$$

Pri reálnych zmenách sa časť exergie zmení vždy na anergiu v dôsledku strát disipáciou - EHS. Ak tieto straty uvažujeme, upravia sa blokové schémy obr.1.1a, b nasledovne:



obr.1.2a Premena elektrickej energie na prácu
(s disipáciou)



obr.1.2b Premena tepla na prácu
(s disipáciou)

Kvalitu rôznych energetických premien z hľadiska disipácie definuje energetická účinnosť

$$\xi = \frac{Ex}{Ex + E_{xs}}$$

kde E_{xs} - je energia premenená na anergiu disipáciou. V ideálnej parnej elektrárni, aj v ideálnej vodnej elektrárni, ako aj pri ideálnej premene elektrickej energie na prácu je vždy $\xi = 1$ (pretože $E_{xs} = 0$).

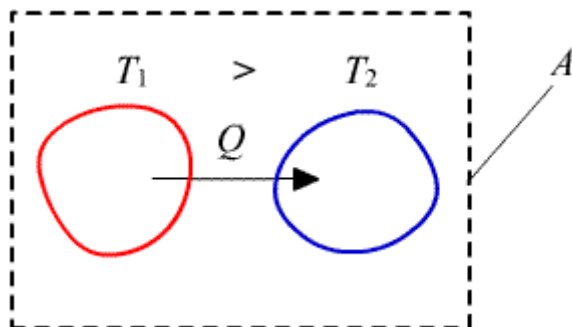
1.3 TERMODYNAMICKÉ SÚSTAVY

V mechanike kontinua, v úlohách, kde sa vzájomne ovplyvňujú tuhé telesá a tekutiny a kde často dochádza k iným premenám energie ako mechanickým, je pojem "sústava" chápaný všeobecnejšie ako v klasickej mechanike. Časť priestoru obsahujúceho hmotné útvary,

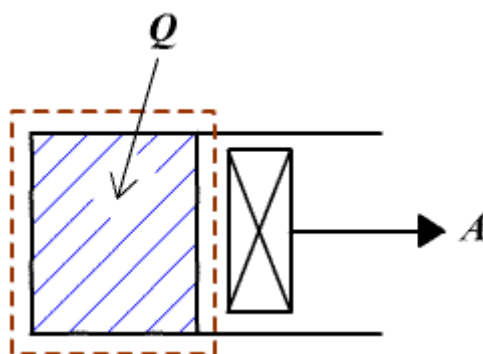
ktorých vzájomné pôsobenie nás zaujíma, ohraničíme uzavretou kontrolnou plochou S , vhodne zvolenou tak, aby vznikol kontrolný objem alebo jednoducho *sústava*.

Sústavy charakterizujeme podľa vlastností kontrolnej plochy takto:

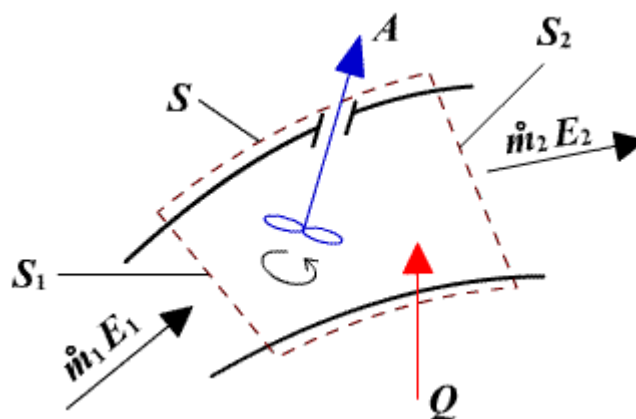
- sústava izolovaná** je sústava, ktorej hranicou neprechádza látka ani energia. Tu patrí väčšina sústav, obsahujúcich tuhé telesá (obr.1.3a).
- sústava uzavretá** je sústava, ktorej hranicou (kontrolnou plochou) prechádza energia, nie však látka. Príkladom môže byť valec, v ktorom je tekutina uzavretá piestom. Hranicu sústavy tvoria steny valca, čelo a piest (obr.1.3b). Pri dodávke tepla cez hranicu sústavy sa tekutina (najčastejšie plyn) rozpína, tlačí na piest, ktorý sa posúva a vykonáva prácu.
- sústava otvorená** je sústava, ktorej hranicou môže prechádzať aj energia, aj látka. Otvorenou sústavou môže byť napr. časť kanála (obr.1.3c), do ktorého vstupuje cez plochu S_1 tekutina, nesúca energiu E_1 , vystupuje z neho cez plochu S_2 s energiou E_2 , cez kontrolnú plochu S môže vstupovať či vystupovať mechanická práca A , či teplo Q . Kontrolnou plochou, vytvárajúcou otvorenú sústavu môže byť napr. aj skriňa parnej turbíny, odstredivého čerpadla, či turbokompresora. Vstupným a výstupným potrubím vstupuje a vystupuje tekutina, na hriadieli získavame mechanickú prácu a cez povrch skrine privádzame, častejšie však odvádzame teplo (chladením). Je zrejmé, že otvorenými sústavami sú všetky prúdové stroje, ale aj tepelné výmenníky (chladiče, ohrievače), do ktorých vstupuje a vystupuje tekutina, podmienka, aby hranicou prechádzala energia nie je nutná.



a. Sústava izolovaná



b. Sústava uzavretá

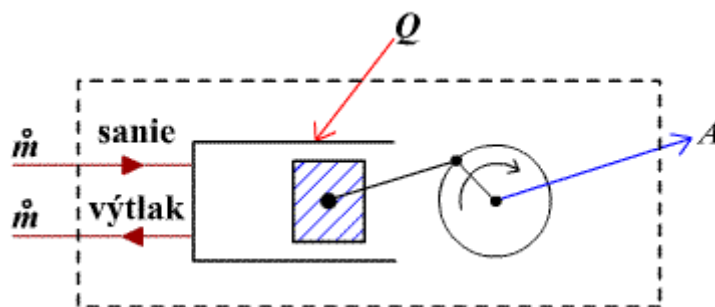


c. Sústava otvorená

obr.1.3 Termodynamické sústavy

Poznámka:

V piestových strojoch (napr. spaľovacie motory, piestové kompresory, piestové čerpadlá) je práca jedného pracovného cyklu daná súčtom kladných (získaných) a záporných (dodaných) prác potrebných na uskutočnenie tohto cyklu. Pokiaľ nás nezaujíma táto pulzácia kladných a záporných prác, ale len výsledný efekt, t.j. priebežná práca na hriadeli je takto ponímaný piestový stroj taktiež otvorenou sústavou, lebo je splnená podmienka, že hranicou prechádza tekutina i energia - obr. 1.4.



obr.1.4 Piestový stroj ako otvorená sústava

Stav sústavy

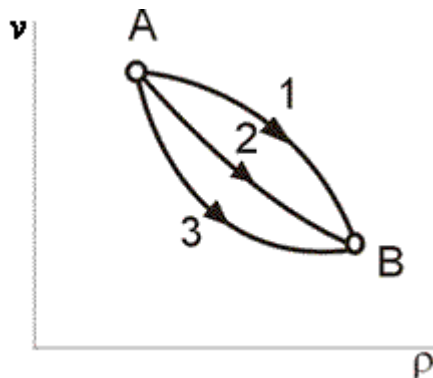
Úlohou termodynamiky vo vyššie uvedených sústavách je určenie termodynamických veličín, ktoré popisujú stav sústavy (tlak, teplota, resp. ďalších) a energetických veličín (teplo, práca a iné). Z hľadiska závislosti týchto veličín od času môže byť stav sústavy:

1. rovnovážny alebo statický, ak stavové veličiny v častiach, resp. bodoch sústavy nezávisia od času, sústava je v rovnováhe s okolím,
2. nerovnovážny alebo dynamický, ak stavové veličiny závisia od času. Zmeny stavových veličín nastávajú v dôsledku nerovnováhy s okolím (napr. ak sa zmení teplota okolia, mení sa aj teplota sústavy a pod.),
3. kvázistatický je stav, ktorý je približným modelom nerovnovážneho stavu. Pripúšťame zmenu stavu s časom, ale dynamické účinky nevyhnutného porušenia rovnováhy zanedbáme. Predpokladáme, že sústava prechádza samými rovnovážnymi stavmi, t.j. stavové veličiny okolia sa prispôbujú stavovým veličinám sústavy. Splniť túto

podmienku možno, zrejme, len pri dejoch nekonečne pomalých, ktorými sú deje kvázistatické. Týmto spôsobom je riešená väčšina úloh technickej termodynamiky.

1.4 STAVOVÉ VELIČINY

V predchádzajúcej časti sme použili pojem stavovej veličiny, definovaný už vo fyzike. Pre jeho dôležitosť znova pripomeňme, že stavová veličina je veličina závislá len od stavu a nie od spôsobu (cesty), ktorým sa látka do daného stavu dostala. Pre ľubovoľnú stavovú veličinu, napr. v musí platiť (obr.1.5).



obr.1.5 Zmeny stavu

$$v_B - v_A = \int_A^B dv = (v_B - v_A)_1 = (v_B - v_A)_2 = (v_B - v_A)_3 \quad (1-1)$$

alebo tiež pre ľubovoľnú uzavretú krivku k

$$\oint_k dv = 0 \quad (1-2)$$

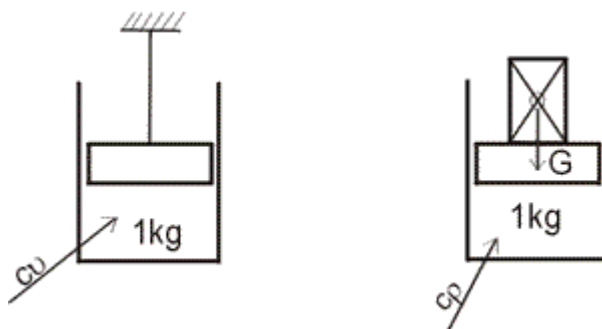
t.j. dv je totálny diferenciál.

Termodynamický stav látok sa určuje tromi základnými stavovými veličinami: merným objemom $v[m^3kg^{-1}]$, merným tlakom $p[Pa]$ a absolútnou teplotou $T[K]$. Rovnicu (1.1), resp. (1.2) spĺňajú aj ďalšie veličiny (vnútorná energia, entalpia, entropia), ktoré budú definované v nasledujúcich kapitolách. Stavové veličiny (p , v , T) boli zvolené za základné, pretože máme o nich dobrú fyzikálnu predstavu a vieme ich pomerne ľahko merať.

1.5 MERNÉ TEPELNÉ KAPACITY (MERNÉ TEPLÁ)

Množstvo tepla, potrebné na zohriatie 1 kg rôznych látok o 1 K, je rozdielne a nazýva sa merná tepelná kapacita alebo tiež merné teplo $c[Jkg^{-1}K^{-1}]$. Pre látky pevného a kvapalného skupenstva, ktoré menia len nepatrne svoj objem je hodnota c pre danú látku a danú teplotu prakticky konštantná a mení sa nepatrne so zmenou teploty, teda $c = f(T)$. Pre plyny závisí hodnota c aj od zmeny objemu a tlaku. Na základe toho definujeme dve hodnoty mernej tepelnej kapacity:

- a. za konštantného objemu - c_v , ak zohrievanie prebieha za konštantného objemu podľa obr.1.6a. Dodané teplo sa premení len na zvýšenie vnútornej energie (kinetickej energie molekúl), ktorej vonkajším prejavom je teplota.
- b. za konštantného tlaku - c_p , ak zohrievanie prebieha za konštantného tlaku podľa obr.1.6b.



obr.1.6 Zohrievanie za konštantného tlaku a objemu

Zrejme platí $c_p > c_v$, pretože v druhom prípade sa okrem zvýšenia vnútornej energie o rovnakú hodnotu vykonáva aj vonkajšia práca daná silou na píst a jeho posunutím (v dôsledku rozpínania pri raste teploty).

Dodané teplo sa potom vyjadrí pri ohreve spôsobom podľa obrázka:

obr.1.6a: $dq = c_v dT$, resp. $dQ = mc_v dT$ (1.3a)

obr.1.6b: $dq = c_p dT$, resp. $dQ = mc_p dT$ (1.3b)

kde $Q = mq$.

K rovniciam (1.3a a 1.3b) platným pre $v = \text{const}$, resp. $p = \text{const}$ možno uviesť ešte ďalšiu, platnú pre ľubovoľnú zmenu, pri ktorej $T \neq \text{const}$

$$dq = c_i dT \quad (1-4)$$

kde c_i je merná tepelná kapacita, pričom index i označuje jej bližšie určenie. Hodnota c_i závisí od charakteru zmeny. Pre všeobecnú zmenu možno ju určiť z rovnice (1.4)

$$c_i = \frac{dq}{dT}$$

alebo z hodnôt c_v a c_p (pozri kap. 3.2 - zmena polytropická). Ak c_v a c_p sú konštantné, nezávislé od teploty a tlaku (čo je jeden z predpokladov, vytvárajúcich ideálny plyn - pozri kap. 1.6), platí Mayerova rovnica

$$c_p - c_v = R \quad (1-5)$$

kde R je plynová konštanta zo stavovej rovnice a pomer

$$\frac{c_p}{c_v} = \chi \quad (1-6)$$

kde χ je Poissonova konštanta, ktorá nadobúda tieto hodnoty:

- 1,67 pre 1-atómové plyny,
- 1,4 pre 2-atómové plyny,
- 1,3 pre 3 a viac atómové plyny.

Rešpektovanie závislostí c od teploty a tlaku je jedným z predpokladov, vytvárajúcich pojmy ideálny, polodokonalý a reálny plyn.

1.6 STAVOVÉ ROVNICE PLYNOV

Ideálny plyn spĺňa nasledujúce predpoklady:

1. molekuly sú hmotné body s nulovým objemom,
2. molekuly sú dokonale pružné,

3. merné tepelné kapacity pri konštantnom tlaku a objeme sú konštantné, nezávislé od tlaku a teploty.

Plyny s uvedenými vlastnosťami sa riadia presne *Boyle-Marioteovým zákonom*:

$$pv = \text{konst.}, \text{ pri } T = \text{konst.} \quad (1.8)$$

a *Gay-Lussacovým zákonom*:

$$\frac{v}{T} = \text{konst.}, \text{ pri } p = \text{konst.} \quad (1.9)$$

a *stavovou rovnicou ideálneho plynu* z nich odvodenou:

$$pv = RT \text{ pre 1 kg plynu} \quad (1.10a)$$

$$pV = mRT \text{ pre } m \text{ kg plynu} \quad (1.10b)$$

kde $V = mv$ je objem m kg plynu.

Stavovú rovnicu možno použiť len pre rovnovážne stavy sústavy.

Pre 1 mol plynu s mólovou hmotnosťou M bude mať stavová rovnica tvar

$$\begin{aligned} pvM &= MRT \\ pV_M &= R_M T \end{aligned} \quad (1.10)$$

kde $R_M = 8314 \text{ J kmol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ je všeobecná plynová konštanta rovnaká pre všetky plyny

$V_M \doteq vM$ - mólový objem. Podľa Avogadroho zákona je mólový objem pre daný tlak a teplotu rovnaký pre všetky plyny. Napr. Pre $p = 0,1 \text{ MPa}$ a $\vartheta = 0^\circ \text{C}$ je $V_M = 22,4 \text{ m}^3 \text{ kmol}^{-1}$.

Z porovnania stavovej rovnice pre 1 kg a 1 mól vyplýva pre plynovú konštantu určitého plynu

$$R = \frac{R_M}{M} \quad (1.11)$$

Pre vzduch teploty 0°C a tlaku $0,1 \text{ MPa}$ je $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Stavovú rovnicu možno použiť len pre rovnovážne stavy sústavy. Rovnicu ideálneho plynu možno použiť približne aj pre skutočné - reálne plyny okrem oblasti extrémne vysokých a nízkych tlakov. Z rovnice totiž vychádza pre:

1. $p = \infty$: $v = 0$ (dôsledok predpokladu 1.), čo nemôže platiť - plyn nemožno stlačiť na objem menší, ako je objem molekúl;
2. $p = 0$: $v = \infty$ (dôsledok predpokladu 2.) - tento výsledok je taktiež v rozpore so skutočnosťou - plyn vyplní len konečný objem daný príťažlivými silami medzi molekulami.

Polodokonalý plyn - spĺňa s dostatočnou presnosťou predpoklady pre ideálny plyn okrem konštantnosti merných tepelných kapacít, ktoré pre polodokonalý plyn závisia od teploty

$$\begin{aligned} c_v &= f_1(T) \\ c_p &= f_2(T) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Závislosti (1-12) sa určujú experimentálne a sú zostavené v grafoch alebo tabuľkách. Približne ich možno aproximovať do priamky a použiť vo výpočtoch strednú hodnotu v danom rozsahu teplôt.

Reálny plyn - jeho vlastnosti nie sú zjednodušené žiadnymi predpokladmi. Merné tepelné kapacity sú funkciou teploty a tlaku

$$\begin{aligned}c_v &= f_1(T, p) \\c_p &= f_2(T, p)\end{aligned}\quad (1-13)$$

Analytické riešenie zmien stavu reálneho plynu je preto veľmi obtiažné. V praxi sa často používajú rôzne tabuľky a najmä diagramy, udávajúce závislosti medzi termodynamickými a energetickými veličinami. Podrobnejšie sa s nimi oboznámime v kapitole o vodnej pare.

Stavové rovnice reálneho plynu sú poloempirické alebo empirické v tvare

$$p = RT \left(\frac{B_1}{v} + \frac{B_2}{v^2} + \frac{B_3}{v^3} + \dots \right) \quad (1-14)$$

kde $B_1, B_2, B_3, \dots$ sú koeficienty, určované experimentálne.

Jednoduchší tvar stavovej rovnice je

$$pv = RT \quad (1-15)$$

kde $R = f(T, p)$, resp. $R = f(T, v)$

V ďalších úlohách budeme predpokladať ideálny plyn a získané výsledky podľa potreby korigovať s ohľadom na vlastnosti reálneho plynu.

1.7 ZMESI IDEÁLNYCH PLYNOV

Plyny ako prvky (napr. O_2, H_2, N_2), či chemické zlúčeniny (napr. uhľovodíky) sa vyskytujú v praxi menej často ako zmesi plynov. Pod zmesou rozumieme rôzne plyny, ktoré sú vzájomne chemicky inertné a zaujímajú spoločný priestor. Najčastejšie sa vyskytujúcou zmesou je napr. vzduch, spaliny, svietiplyn a podobne. V ďalších úvahách budeme predpokladať, že ide o zmesi ideálnych plynov.

Podľa Daltonovho zákona, každá i - tá zložka zmesi vyplňuje celý objem zmesi V , správa sa tak, akoby v ňom ostatné zložky neboli a riadi sa vlastnou rovnicou stavu.

Definujme základné pojmy pre zmesi plynov:

parciálny objem - V_i i-tej zložky je objem, ktorý by zložka zaujala pri tlaku p a teplote T zmesi. Vypočítame ho zo stavovej rovnice pre i-tú zložku, ktorá má plynovú konštantu R_i a hmotnosti m_i :

$$p_i V_i = m_i R_i T \quad (1-16)$$

parciálny tlak - p_i i-tej zložky je tlak, ktorý by zložka zaujala, ak by sama zaujala celý objem zmesi V pri teplote zmesi T . Platí teda:

$$p_i V = m_i R_i T \quad (1-17)$$

K týmto rovniciam pripisujeme zákon zachovania hmoty (hmotnosť zmesi je rovná súčtu hmotností zložiek)

$$m = \sum m_i \quad (1-18)$$

Ak zmiešame chemicky neutrálne plyny s rovnakými tlakmi p a rovnakými teplotami T , ktoré majú objemy $V_1, V_2, \dots, V_n$ (tak sú definované parciálne objemy), potom objem žiadnej zložky sa po zmiešaní nezmení a súčet bude rovný objemu zmesi:

$$V = \sum V_i \quad (1-19)$$

Platí teda, že **objem zmesi je rovný súčtu parciálnych objemov zložiek**. Spojením rovníc pre parciálne objemy a tlaky (1.16) a (1.17) dostávame:

$$p V_i = p_i V = m_i R_i T$$

a sčítaním týchto rovníc pre všetky zložky:

$$p \sum V_i = V \sum p_i = T \sum m_i R_i \quad (1-20)$$

Súčasne platí pre zmes:

$$p V = m R T \quad (1-21)$$

Z rovnice (1-20) pri rešpektovaní rovnice (1-19) vyplýva:

$$p = \sum p_i \quad (1-22)$$

t.j. *tlak zmesi je rovný súčtu parciálnych tlakov zložiek*. Rovnica (1-22) je matematickou formuláciou Daltonovho zákona.

Zloženie zmesi môže byť zadané tromi spôsobmi:

1. *hmotnostnými podielmi* zložiek - x_{mi}

$$x_{mi} = \frac{m_i}{m} \quad (1-23)$$

2. zrejme platí $\sum x_{mi} = 1$

3. *objemovými podielmi* zložiek - x_{vi}

$$x_{vi} = \frac{V_i}{V} \quad (1-24)$$

4. kde V_i - parciálny objem i - tej zložky podľa rovníc (1-16) a (1-19) zrejme platí $\sum x_{vi} = 1$

5. *mólovými podielmi* zložiek - x_{Ni}

$$x_{Ni} = \frac{N_i}{N} \quad (1-25)$$

6. kde N_i počet molov i - tej zložky

$$\text{zrejme platí } N = \sum N_i \text{ a } \sum x_{Ni} = 1$$

Z objemových resp. mólových podielov možno ľahko vypočítať hmotnostné podiely

$$x_{mi} = \frac{V_i}{V} = \frac{N_i V_{Mi}}{N V_M} = x_{Ni} \quad (1-26)$$

kde V_M - je mólový objem (pri danom tlaku a teplote pre všetky plyny rovnaký - teda rovnaký pre zložky aj zmes).

Podľa rovnice (1-26) objemové podiely sú rovné mólovým.

Ľahko zistíme aj vzťah medzi mólovými a hmotnostnými podielmi.

$$x_{mi} = \frac{m_i}{m} = \frac{m_i}{\sum m_i} = \frac{N_i M_i}{\sum N_i M_i} \frac{1}{N} = \frac{x_{Ni} M_i}{\sum x_{Ni} M_i} \quad (1-27)$$

kde M_i - mólové hmotnosti zložiek

V súlade s rovnicou (1-26) môžeme rovnicu (1-27) prepísať pomocou objemových podielov:

$$x_{mi} = \frac{x_{vi} M_i}{\sum x_{vi} M_i} \quad (1-28)$$

Merný objem zmesi odvodíme pomocou rovníc (1-19) a (1-23):

$$v = \frac{V}{m} = \frac{\sum V_i}{m} = \frac{\sum m_i v_i}{m} = \sum x_{mi} v_i \quad (1-29)$$

kde v_i sú merné parciálne objemy zložiek, t.j. merné objemy zložiek pri tlaku a teplote zmesi.

Plynová konštanta zmesi vyplýva z pozorovania rovníc (1-20), (1-21), (1-22)

$$pV = mRT = T \sum m_i R_i$$

$$R = \frac{\sum m_i R_i}{m} = \sum x_{mi} R_i \quad (1-30)$$

Merné tepelné kapacity zmesi odvodíme z rovníc pre dodané teplo.
Pre $p = \text{konst.}$ bude

$$(\mathcal{Q})_{p=k} = \sum (\mathcal{Q}_i)_{p=k}$$

$$m c_p \Delta T = \Delta T \sum m_i c_{pi}$$

$$c_p = \sum x_i c_{pi} \quad \text{analogicky} \quad c_v = \sum x_i c_{vi}$$

Výpočtu tlaku a teploty zmesi, vzniknutej zmiešaním zložiek s rôznymi tlakmi a teplotami je venovaná kapitola Adiabatické zmiešavanie plynov.

2. Prvý zákon termodynamiky

Učebný cieľ kapitoly

Prvý zákon termodynamiky - ako aplikácia zákona zachovania energie pre termodynamické procesy (procesy premeny tepla na prácu) - je obsahom už základného kurzu fyziky na technických vysokých školách. Táto kapitola je preto čiastočne opakovaním, navyše definuje ďalšie energetické veličiny, objasňuje ich fyzikálny obsah, rozlišuje aplikácie 1. zákona termodynamiky pre uzavreté a otvorené sústavy a práce získané v týchto sústavách.

Po preštudovaní tejto kapitoly by mal čitateľ zvládnuť:

- základné energetické veličiny
- prvú vetu termodynamiky pre uzavreté i otvorené sústavy
- základné tepelné diagramy a ich význam v energetike

2.1 ZÁKLADNÉ ENERGETICKÉ VELIČINY

Termodynamické veličiny delíme na *intenzívne* a *extenzívne*. *Intenzívne veličiny* sú také, ktoré nezávisia na množstve látky, napr. už uvedené základné stavové veličiny, ako je teplota T , tlak p a iné. *Extenzívne veličiny* závisia od množstva látky napr. objem V a ďalšie, ktoré uvedieme, ak podelíme extenzívnu veličinu množstvom látky m , dostávame z extenzívnej veličiny intenzívnu, ktorej tiež hovoríme *merná veličina* a označujeme ju malými písmenami. Napr. merný objem

$$v = \frac{V}{m} [\text{m}^3 \text{kg}^{-1}]$$

Túto formálnu dohodu zachováme aj v ďalšom texte aby už zo zápisu bolo jasné o akú veličinu sa jedná.

Teplo Q [J]. Pojmom teplo nemáme na mysli absolútnu hodnotu, ale teplo odovzdané, resp. získané, t.j. časť vnútornej energie, ktorá sa vymieňa medzi sústavami alebo ich časťami s rôznymi teplotami.

Práca A [J]. Termodynamický obsah pojmu práca závisí od termodynamickej zmeny a od spôsobu, akým ju získavame (z uzavretej alebo otvorenej sústavy), preto pojem práca bude definovaný až s formuláciami 1. zákona termodynamiky pre otvorené a uzavreté sústavy. V súvislosti s 1. zákonom termodynamiky dokážeme že:

Práca *dodaná* - konaná je *záporná*

získaná - expanzná je *kladná*

teplo *dodané* (napr. ohrevom) je *kladné*

odobrané (napr. chladením) je *záporné*

Vnútrná energia - U [J] je súčet potenciálnej a kinetickej energie častíc. Pre ideálny plyn (neexistujú príťažlivé sily medzi molekulami) je jednoznačne určená kinetickou energiou molekúl, ktorá závisí len od teploty. Podľa kinetickej teórie plynov je pre 1kg plynu merná vnútrná energia :

$$u = \frac{1}{2} kRT [\text{J kg}^{-1}] \quad (2-1)$$

kde k - je počet stupňov voľnosti molekuly,
 R - plynová konštanta,
 T - absolútna teplota.

Nulová hodnota vnútornej energie najčastejšie býva definovaná pre teplotu 0°C , t.j. $u_0 = 0$ pre

$T_0 = 273 \text{ K}$. Vo výpočtoch nás však zaujímajú len zmeny vnútornej energie Δu , preto jej absolútna hodnota nemá veľký význam.

Entalpia - I [J] alebo aj tepelný obsah je kombinácia už známych stavových veličín. Pre 1 kg látky je:

$$i = u + pv \left[\text{J.kg}^{-1} \right] \quad (2-2)$$

Je dôležitou stavovou veličinou, vystupujúcou v tepelných bilanciách. Jej fyzikálny obsah možno objasniť až v súvislosti s matematickou formuláciou 1. zákona termodynamiky.

Entropia - S [J.K⁻¹]. Umožňuje vyjadriť elementárne dodané teplo dQ , dodávané pri teplote T ako

$$dQ = TdS \quad \text{resp.} \quad dS = \frac{dQ}{T}, \quad ds = \frac{dq}{T} \quad (2-3a)$$

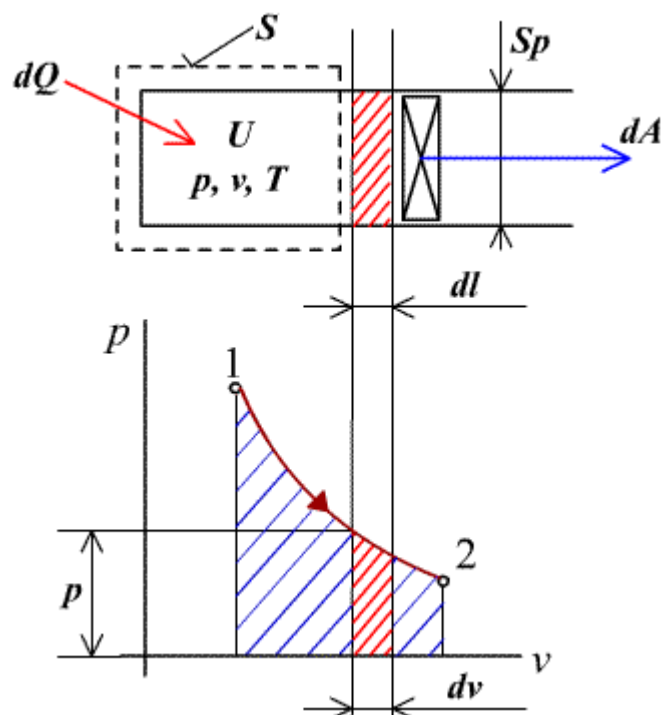
$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (2-3b)$$

Zjednodušuje tepelné bilancie, zakresľovanie termodynamických zmien do diagramov, posúdenie vplyvu disipácie energie (trenia). Jej význam a podstatu objasníme až v ďalšom texte, najmä v súvislosti s 2. zákonom termodynamiky.

Práca A ani teplo Q nie sú stavové veličiny, pretože ich veľkosť závisí od cesty (termodynamickej zmeny) zo stavu počiatočného na stav konečný. *Vnútna energia U , entalpia I a entropia S sú stavové veličiny*. Tieto tvrdenia dokážeme v súvislosti s 1. zákonom termodynamiky.

2.2 PRVÝ ZÁKON TERMODYNAMIKY PRE UZAVRETÉ SÚSTAVY

Je vyjadrením zákona zachovania energie pre kvázistatický stav. Plyn v uzavretej sústave, ohraničenej kontrolnou plochou S (napr. plyn vo valci uzavretom piestom - obr.2.1), má vnútornú energiu U . Pri dodávke tepla dQ zvýši sa jeho teplota o dT (t.j. vnútorná energia o dU), plyn zväčší svoj objem o dV , piest sa posunie o dl a vykoná prácu dA . Zmeny tlaku a objemu sledujeme v pracovnom diagrame $p - v$. Dodané teplo sa teda využilo na zvýšenie vnútornej energie a na vykonanie vonkajšej práce.



obr.2.1 Premena tepla na prácu v uzavretej sústave

Zákon zachovania energie možno písať:

$$dQ = dU + dA \quad (2-4a)$$

a pre 1 kg

$$dq = du + da \quad [J \cdot kg^{-1}] \quad (2-4b)$$

Rovnice (2-4) sú matematickou formuláciou 1. zákona termodynamiky. Teraz bližšie objasníme veličiny v rovniciach (2-4).

Práca - je súčin sily na piest a dráhy piesta

$$dA = Fdl = pS_p dl$$

kde

$$S_p dl = dV$$

teda

$$dA = p dV [J] \quad (2-5a)$$

resp. pre 1 kg

$$da = p dv [J \cdot kg^{-1}] \quad (2-5b)$$

a pre konečnú zmenu od stavu 1 do stavu 2

$$a = \int_1^2 p dv \quad (2-5c)$$

rovniciu (2-4b) možno potom písať v tvare

$$dq = du + p dv \quad (2-6)$$

Z pracovného diagramu p - v vidieť, že *práca má geometrický význam plochy, vymezenej krivkou termodynamickej zmeny a jej priemetom na os v* . Táto práca sa nazýva *práca objemová* alebo *absolútna*. Získavame ju pri zmenách, uskutočnených *jednorazovo* (bez opakovania). Je zrejmé, že pre opakovanie zmeny 1-2 podľa obr.2.1 musíme piest vrátiť do východiskovej polohy 1, t.j. uskutočniť 2-1, na čo musíme dodať prácu, resp. plyn ochladiť, takže výsledný efekt, vonkajšia získaná práca po uskutočnení cyklu 1-2, 2-1 nebude rovná absolútnej práci, získanej pri 1-2. Napr. pre uskutočnenie pracovnej expanzie v spaľovacom motore musíme

realizovať aj ďalšie zmeny (výfuk, sanie, kompresia). Vonkajšia práca je potom daná súčtom kladných a záporných absolútnych prác, získaných, resp. dodaných pri čiastkových zmenách, ktoré realizujú cyklus.

Poznámka: Prácu prúdových strojov (turbína, turbokompresor, ventilátor, odstredivé čerpadlo a pod.), ktoré termodynamickú zmenu uskutočňujú kontinuálne, nemožno počítať podľa vzťahu (2-5c), platného pre uzavreté sústavy. Prúdové stroje tvoria otvorenú sústavu (hranicou prechádza aj látka), v ktorej vychádza pre prácu vzťah odlišný od (2-5c) - pozri ďalej.

Vnútoraná energia je daná vzťahom (2-1), ale možno ju vyjadriť aj z predpokladu izochorického deja t.j. $v = \text{const}$. Dosadíme túto podmienku do rovnice (2-6). Dostávame:

$$\begin{aligned} da &= pdv = 0 \\ (dq)_{v=k} &= du \quad (2-7) \end{aligned}$$

t.j. *dodané teplo pri izochorickej zmene sa premení len na prírastok vnútornej energie*. Ak $v = \text{const}$, možno vyjadriť dodané teplo pomocou mernej tepelnej kapacity c_v a prírastku teploty dT .

$$(dq)_{v=k} = du = c_v dT \quad (2-8a)$$

resp.

$$(dq)_{v=k} = \Delta u = c_v \Delta T \quad (2-8b)$$

za predpokladu, že $c_v = \text{const}$, t.j. pre ideálny plyn. Δu je násobkom ΔT , preto je *vnútoraná energia*, rovnako ako teplota *stavovou veličinou*. Ľavá časť rovnice $((dq)_{v=k} = du)$ platí len pre deje izochorické, pravá časť rovnice $(du = c_v dT)$ platí všeobecne, pre ľubovoľné deje.

Entalpia (tepelný obsah) - fyzikálny význam

Derivujeme rovnicu pre entalpiu (2.2.) $i = u + pv$:

$$di = du + p dv + v dp$$

Prvé dva členy na pravej strane sú rovné dq , teda:

$$di = dq + v dp$$

$$dq = di - v dp \quad (2-9)$$

Predpokladajme izobarickú zmenu, t.j. $p = \text{const}$.

$$(dq)_{p=k} = di$$

Dodané teplo pri izobarickej zmene sa premení na prírastok entalpie. Analogicky ako v rovnici (2.8a) možno písať:

$$(dq)_{p=k} = di = c_p dT \quad (2-10a)$$

resp.

$$(q)_{p=k} = \Delta i = c_p \Delta T \quad (2-10b)$$

za predpokladu, že ide o ideálny plyn, t.j. $c_p = \text{const}$. Δi je násobkom ΔT , preto je *entalpia*, rovnako ako teplota *stavovou veličinou*. Ľavá časť rovnice $((dq)_{p=k} = di)$ platí len pre izobarické deje, pravá časť rovnice $(di = c_p dT)$ platí všeobecne, pre ľubovoľné deje. Nulová hodnota entalpie je definovaná pre teplotu 0°C :

$$i_0 = 0 \text{ pre } T_0 = 273 \text{ K} \quad (2-11)$$

Podľa (2-10b) je entalpia pri ľubovoľnej teplote

$$i - i_0 = c_p (T - T_0) = c_p (t - t_0)$$

a s rešpektovaním definície (2-11) je

$$i = c_p t \quad (2-12)$$

Z uvedeného vyplýva, že *entalpia má význam tepelného obsahu, t.j. množstva tepla, potrebného na zohriatie 1 kg látky z teploty 0°C na danú teplotu t, ak zohrievanie prebieha za konštantného tlaku.*

Príklady

1. Merná tepelná kapacita vody je $c \doteq 4,2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Potom entalpia podľa (2-12) bude pri teplote:

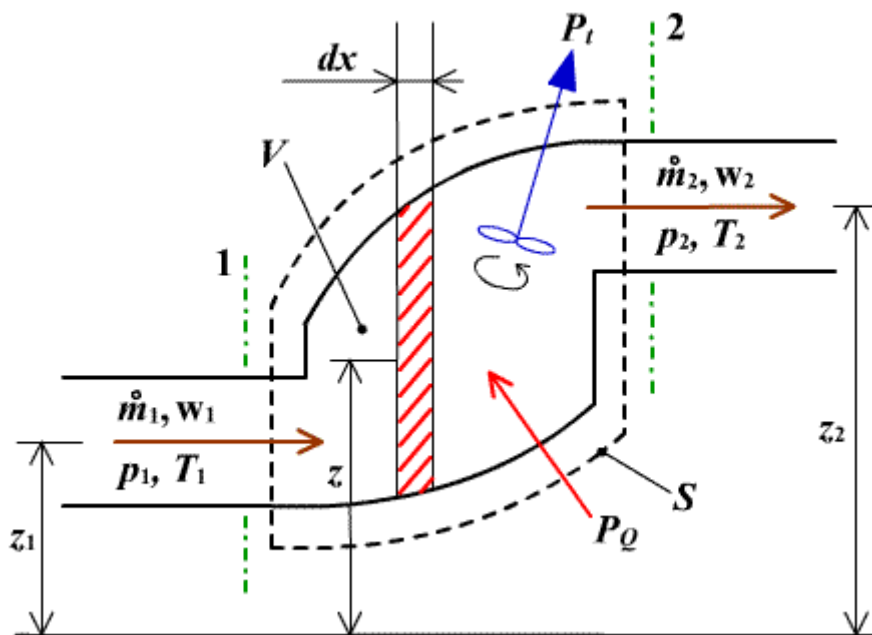
- a. $t = 10^\circ\text{C}$: $i = 4,2 \cdot 10 = 42 \text{ kJ kg}^{-1}$, čo je množstvo tepla, potrebné na zohriatie 1 kg vody z 0°C na 10°C , alebo inými slovami: teplo, ktoré 1 kg vody pri teplote 10°C obsahuje.
- b. $t = 100^\circ\text{C}$: $i = 420 \text{ kJ kg}^{-1}$
- c. Entalpia pary, ktorá vznikla odparením vody z príkladu b.) pri tlaku $0,1 \text{ MPa}$ a nestačila sa ešte prehriať, t.j. má teplotu 100°C , skladá sa z tepla, potrebného na dosiahnutie teploty bodu varu a tepla výparného pri danom tlaku. Z tabuliek alebo diagramu zistíme, že táto entalpia je 2680 kJ kg^{-1} . Teplota sa v priebehu zmeny skupenstva nezmenila, ale entalpia vzrástla. Rovnica (2-12) v oblasti zmeny skupenstva neplatí, ostáva však v platnosti fyzikálna definícia entalpie ako tepelného obsahu.

2. Z tabuliek alebo diagramu zistíme, že entalpia pary pri parametroch, napr. $p = 4 \text{ MPa}$, $t = 400^\circ\text{C}$, je $i = 3220 \text{ kJ kg}^{-1}$. To znamená, že potrebujeme 3220 kJ na zohriatie 1 kg vody z teploty 0°C na teplotu bodu varu (pri $p = 4 \text{ MPa}$), odparenie a prehriatie na teplotu 400°C , všetko pri tlaku 4 MPa .

Uvedené príklady naznačujú význam entalpie pri tepelných bilanciách.

2.3 PRVÝ ZÁKON TERMODYNAMIKY PRE OTVORENÉ SÚSTAVY

Tento zákon, zvaný tiež *zákon o energii*, sa odvodí zo zákona o zachovaní energie pre otvorenú sústavu na obr.2.2, ktorý je principiálnou bilančnou schémou činnosti prúdových strojov. Predstavuje kanál, ohraničený kontrolnou plochou S_0 , ktorého hranicou preteká aj tekutina. Tekutine, uzavretej v kontrolnej ploche S_0 s objemom V privádzame zvonka tepelný výkon P_Q .



obr.2.2 Premena tepla na prácu v otvorenej sústave

Do okolia odovzdávame kontinuálne technický výkon P_t . Hmotnostný prírastok tekutiny

$\dot{m} = \frac{dm}{d\tau}$ [kg s⁻¹] nesie sebou mernú vnútornú energiu u , mernú potenciálnu energiu $e_p = gz$ a

mernú kinetickú energiu $e_k = \frac{w^2}{2}$. V objeme V vytkneme elementárny objem dV , do ktorého dodávame elementárny tepelný výkon dP_Q a odoberáme elementárny technický výkon dP_t . Bilancia výkonov dáva rovnicu:

$$dP_Q = \frac{\partial}{\partial \tau} (u + e_p + e_k) \rho dV + \frac{\partial}{\partial x} (u + e_p + e_k) \dot{m} dx + \frac{\partial}{\partial x} p S w dx + dP_t \quad [W] \quad (2-13)$$

t.j. dodaný tepelný výkon do elementárneho objemu dV (ľavá strana rovnice) sa premení na :

1. zvýšenie celkovej energie za jednotku času (1. člen pravej strany),
2. zmenu celkovej energie na úseku dx , t.j. zmenu energie prúdiacej tekutiny medzi vstupným a výstupným prierezom objemu dV (2. člen pravej strany),
3. výkon tlakových síl, t.j. výkon potrebný na pretláčanie tekutiny objemom dV , čiže výkon na prekonanie hydraulických strát trením (3. člen pravej strany),
4. vonkajší - odoberaný technický výkon (4. člen pravej strany).

Všetky veličiny sú strednými veličinami po priereze. Pre ďalšie úpravy využijeme z mechaniky tekutín rovnicu pre hmotný prietok

$$\dot{m} = S \rho w$$

a rovnicu kontinuity v diferenciálnom tvare

$$S \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x} (S \rho w) = 0$$

resp.

$$S \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x} (S \rho w)$$

Ďalej dosadíme z rovnice (2-2) za vnútornú energiu

$$u = i - pv = i - \frac{p}{\rho}$$

za $dV = Sdx$ a vydělíme rovnicu (2-13) dx . Po úprave dostávame

$$\frac{\partial P_g}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \tau} (i + e_p + e_k) S \rho + \frac{\partial}{\partial x} (i + e_p + e_k) S \rho w - \frac{\partial p}{\partial \tau} S + \frac{\partial P_t}{\partial x}$$

Za predpokladu, že

$$S \neq f(\tau)$$

$$z \neq f(\tau)$$

$$\frac{\partial e_p}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} (gz) = 0$$

môžeme derivovať prvé dva členy na pravej strane takto:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_g}{\partial x} &= \left(\frac{\partial i}{\partial \tau} + \frac{\partial e_k}{\partial \tau} \right) S \rho + (i + e_p + e_k) S \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \\ &+ \left(\frac{\partial i}{\partial x} + \frac{\partial e_p}{\partial x} + \frac{\partial e_k}{\partial x} \right) S \rho w + \\ &+ (i + e_p + e_k) \frac{\partial (S \rho w)}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial \tau} S + \frac{\partial P_t}{\partial x} \end{aligned}$$

Na základe rovnice kontinuity môžeme zrušiť 2. a 4. člen pravej strany a dostaneme po dosadení za $e_p = gz$ a $e_k = w^2 / 2$ konečný tvar diferenciálnej rovnice energie

$$\frac{\partial P_g}{\partial x} = \left(\frac{\partial i}{\partial \tau} + c \frac{\partial c}{\partial \tau} \right) S \rho + \left(\frac{\partial i}{\partial x} + g \frac{\partial z}{\partial x} + c \frac{\partial c}{\partial x} \right) S \rho w - \frac{\partial p}{\partial \tau} S + \frac{\partial P_t}{\partial x} \quad [W.m^{-1}] \quad (2-14)$$

$$\frac{\partial P_g}{\partial x}, \frac{\partial P_t}{\partial x}$$

kde $\frac{\partial P_g}{\partial x}, \frac{\partial P_t}{\partial x}$ je dodaný, resp. získaný výkon z jednotky dĺžky pre zvolený element.

Pre stacionárne deje sú parciálne derivácie podľa času nulové, rovnica (2-14) sa zjednoduší

$$\frac{dP_g}{dx} = \left(\frac{di}{dx} + g \frac{dz}{dx} + w \frac{dw}{dx} \right) S \rho w + \frac{dP_t}{dx}$$

Po integrácii s prihliadnutím na to, že prietoky $\dot{m} = S \rho w$ sú na vstupe a výstupe rovnaké dostávame:

$$P_g = \left[(i_2 - i_1) + g(z_2 - z_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right] \dot{m} + P_t \quad [W] \quad (2-15)$$

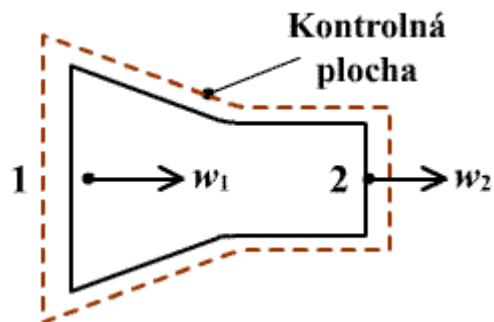
a po vydelení $\dot{m} [kg.s^{-1}]$ dostávame z dodaných výkonov energie, dodané 1 kg tekutiny

$$q = (i_2 - i_1) + g(z_2 - z_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + a_t \quad [J.kg^{-1}] \quad (2-16a)$$

V diferenciálnom tvare rovnica bude

$$dq = di + g dz + w dw + da_t \quad (2-16b)$$

Dôležitou vlastnosťou rovníc (2-15) a (2-16) je, že v nich nevystupujú žiadne výrazy, popisujúce mechanizmus procesov medzi vstupným a výstupným prierezom, bilancia práce a tepla závisí len od vstupných a výstupných veličín. Rovnice platia aj pre sústavy s trením, ktorého účinok sa prejaví na výstupných stavových veličinách (vplyv trenia bol rešpektovaný vo východiskovej rovnici (2-13) 3.členom pravej strany). V špeciálnych prípadoch možno rovnicu (2-16b) ďalej zjednodušovať. Pri prúdení plynov a pár dýzou (obr.2.3)

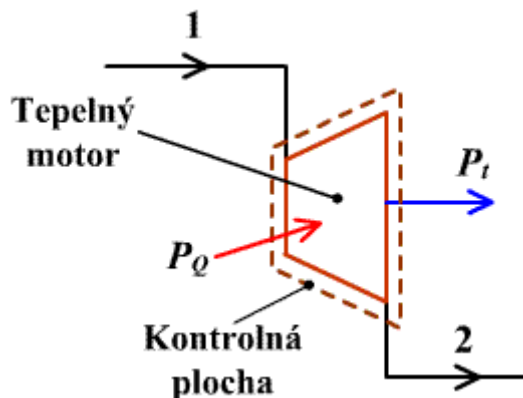


obr.2.3 Prúdenie dýzou

možno zanedbať zmenu potenciálnej energie $de_p = 0$ zvyčajne sa neprivádza ani teplo ani práca $dq = da_t \doteq 0$, potom z rovníc (2.16.b) zostáva len

$$di + wdw = 0 \quad (2-17)$$

Touto tematikou sa zaoberať nebudeme. Zameriame sa však na bilancie tepelných motorov (obr.2.4). V týchto prípadoch možno zanedbať zmenu potenciálnej a kinetickej energie ($de_p = de_k \doteq 0$). Potom dostávame z rovnice (2.16.b)



obr.2.4 Bilančná schéma tepelného motora

$$dq = di + da_t [Jkg^{-1}] \quad (2-18a)$$

Po integrácii od vstupu "1" k výstupu "2" je

$$q = i_2 - i_1 + a_t \quad (2-18b)$$

a po vynásobení hmotným prietokom $\dot{m} [kg s^{-1}]$

$$P_Q = \dot{m}(i_2 - i_1) + P_t [W] \quad (2-18c)$$

kde zrejme sme označili $P_Q = \dot{m}q$; $P_t = \dot{m}a_t$

V rovnici (2-18a) vystupuje tzv. technická práca získaná premenou tepelnej energie v otvorených sústavách, t.j. v tepelných motoroch, ktoré uskutočňujú termodynamické zmeny kontinuálne, ako napr. turbíny, turbokompresory, ventilátory a pod. Rovnica (2-18b) je ich najdôležitejšou bilančnou rovnicou.

Technická práca z (2-18b) bude:

$$a_t = q - (i_2 - i_1)$$

kde q je dodané teplo, $(i_2 - i_1)$ rozdiel entalpií na vstupe a výstupe z motora. Častá je bilancia tepelne izolovanej termodynamickej zmeny (napr. expanzia pary v dokonale izolovanej parnej turbíne). Túto zmenu, nazývanú adiabatická (podrobnejšie v kapitole Základné

termodynamické zmeny), charakterizuje podmienka, že teplo zvonka neprivádzame ani neodvádzame, teda teplo pri zmene je konštantné, teda $dq = 0$!

Potom z rovnice (2-18a) zostáva:

$$0 = di + da_t \quad (2-19a)$$

a po integrácii zo stavu 1 (vstup) do stavu 2 (výstup) je

$$a_t = i_1 - i_2 \quad (2-19b)$$

Technickú prácu môžeme okrem rovnice (2-18b) vypočítať aj zo známeho priebehu termodynamической zmeny, ktorá sa kontinuálne uskutočňuje v tepelnom motore.

Porovnaním rovníc (2-9) a (2-18a):

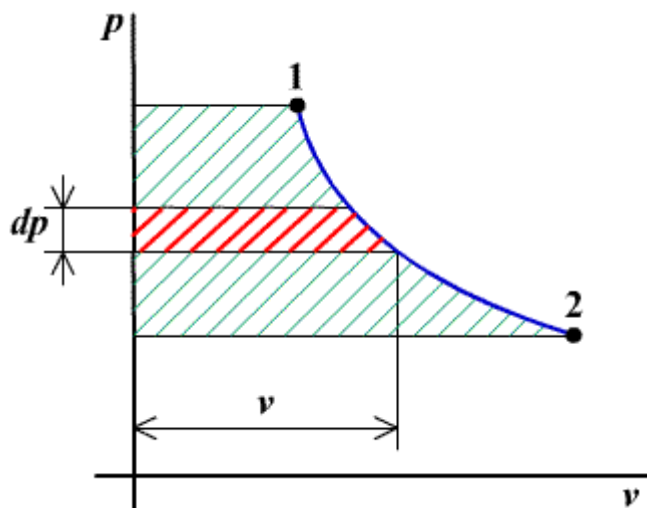
$$dq = di - vdp$$

$$dq = di + da_t$$

zistujeme že platí:

$$da_t = -vdp \quad \text{resp.} \quad a_t = \int_1^2 -vdp \quad (2-20)$$

a *technická tlaková práca má*, podobne ako práca absolútna, geometrický *význam plochy, vymedzenej krivkou termodynamickou zmeny a jej priemetom na os p*.



obr.2.5 Geometrický význam technickej práce

Z geometrického významu práce na obr.2.5. vyplýva, že veľkosť práce (plochy) závisí od tvaru krivky medzi stavmi 1-2, t.j. závisí od termodynamической zmeny. Práca, rovnako ako teplo, nie je preto stavová veličina. Na záver tejto kapitole uveďme ešte rovnicu energie pre nestacionárne procesy v integrálnom tvare. Získame ju integráciou rovnice (2.14) pre konečný objem V , obsahujúci tekutinu s hmotnosťou M . Pri zanedbaní zmeny potenciálnej a kinetickej energie je

$$P_E = \frac{d}{d\tau} (M\bar{e}) + (\dot{m}\bar{e})_2 - (\dot{m}\bar{e})_1 - V \frac{dp}{d\tau} + P_t \quad [W] \quad (2-21)$$

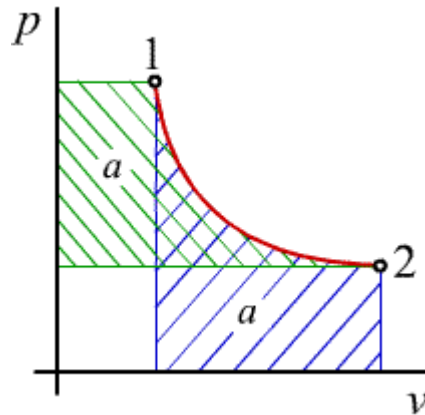
kde index "2" - výstup, "1" - vstup.

2.4 TEPELNÉ DIAGRAMY

Stavové zmeny látok je niekedy výhodné znázorňovať v rôznych druhoch diagramov. Ich výhodou je názornosť a prehľadnosť a často umožňujú rýchlejšie zistenie potrebných hodnôt. Z celej rady diagramov v rôznych súradnicových systémoch uvedieme len tie, ktoré sú pre naše účely najdôležitejšie.

1. $p - v$ diagram

Diagram závislosti merného tlaku od merného objemu. Tento diagram sme už použili pri analýze 1. zákona termodynamiky pre uzavreté a otvorené sústavy. Zhrňme teda len poznatky z tejto analýzy, vzťahujúce sa na $p - v$ diagram.



obr.2.6 Geometrický význam absolútnej objemovej a technickej - tlakovej práce

Podľa vzťahu (2-5c) je absolútna - objemová práca daná:

$$a = \int_1^2 p dv$$

a technická - tlaková práca zo vzťahu (2-19):

$$a_t = - \int_1^2 v dp$$

a význam diagramu je zrejmý z obr.2.6

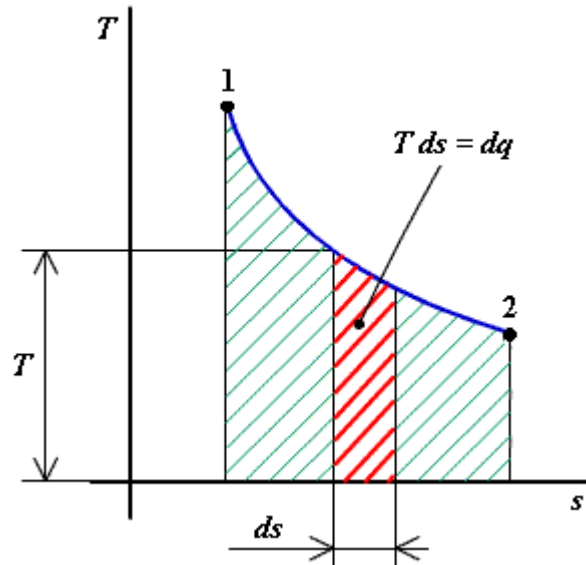
Zo vzťahov pre prácu (2-5c) a (2-20) vyplýva, že:

expanzná práca - získaná ($dv > 0$, resp $dp < 0$) je kladná

kompresná práca - dodaná ($dv < 0$, resp $dp > 0$) je záporná

2. $T - s$ diagram

Vyjadruje závislosť teploty od mernej entropie (obr.2.7)

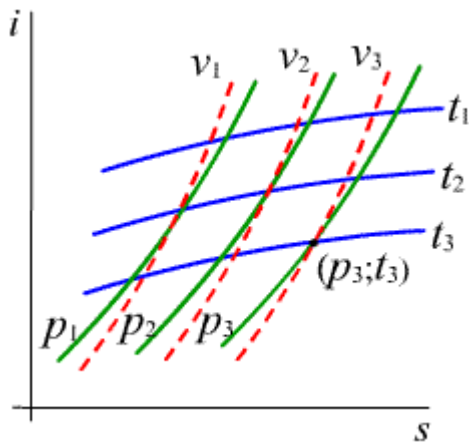


obr.2.7 $T - s$ diagram

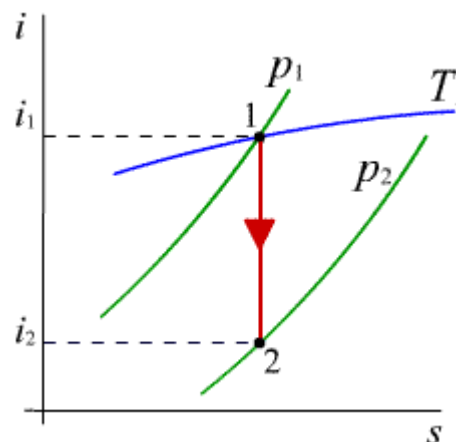
Pretože platí podľa rovnice (2-3) $dQ = TdS$, resp. $dq = Tds$ je zrejmé, že geometrický význam plochy pod krivkou termodynamickej zmeny v $T - s$ diagrame je teplo pri zmene dodané alebo odobrané. *Teplo dodané* ($ds > 0$) je *kladné*, *teplo odobrané* ($ds < 0$) je *záporné*.

3. $i - s$ diagram

Vyjadruje závislosť mernej entalpie od mernej entropie (obr.2.8. a,b)



obr.2.8a $i - s$ diagram



obr.2.8b $i - s$ diagram

Priebeh izobar a izochor na obr.2.8a je podobný ako u $T - s$ diagramu. K nim pribudli v $i - s$ diagrame navyše izoterm, pretože stav je zvyčajne zadaný tlakom a teplotou a leží na priesečníku danej izobary a izoterm, napr. (p_3, t_3) . K danému stavu ľahko odčítame na stupnici i - entalpiu. Podľa zjednodušenej rovnice 1. zákona termodynamiky pre tepelné motory (2-18a) a pre tepelne izolovanú zmenu ($dq = 0$) je technická práca podľa (2-19b) $a_t = i_1 - i_2$ a zmena (v diagrame $p - v$ vo všeobecnosti hyperbola) sa ľahko znázorní ako čiara $s = \text{konst.}$ Význam $i - s$ diagramu je teda vtom, že

- a. ľahko nájdeme zadané stavy a im odpovedajúce hodnoty i , potrebné pre tepelné bilancie
- b. ľahko znázorníme často sa vyskytujúcu adiabatickú zmenu ako čiaru konštantnej entropie

3. Stavové zmeny plynu

Učebný cieľ kapitoly

Učebným cieľom tejto kapitoly je zvládnuť problematiku vratných a nevratných termodynamických zmien.

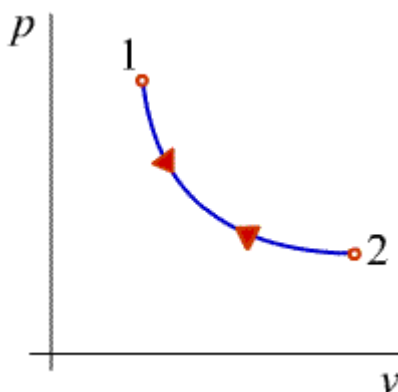
Pre vratné zmeny ideálneho plynu (izochorická, izobarická, izotermická, adiabatická, polytropická) by čitateľ mal vedieť definovať základné vzťahy pre rovnicu zmeny, vnútornú energiu a entalpiu, absolútnu a technickú prácu, dodané teplo podľa prvej vety termodynamickej, a zmenu entropie sústavy.

Mal by vedieť zdefinovať nevratné zmeny ideálneho plynu (adiabatická zmena s trením, adiabatické zmiešavanie plynov, a izoentaltické škrtenie) spolu s ich matematicko-fyzikálnymi vzťahmi.

3.1 ZMENY VRATNÉ A NEVRATNÉ

Pracovná látka, sprostredkujúca premenu tepla na mechanickú prácu, uskutočňuje zmeny svojho stavu (t.j. zmeny stavových veličín), ktoré treba vo výpočtoch sledovať a bilancovať z hľadiska dodaného tepla a získanej práce. Pre zjednodušenie našich úvah sa skutočné, pomerne zložité zmeny idealizujú zavedením pojmu *zmien vratných*. Sú to zmeny, ktoré možno uskutočniť obidvoma smermi podľa obr. 3.1 bez dodania vonkajšej práce, t.j. dodaním práce získanej pri expanzii 1-2 po tej istej krivke. Je zrejmé, že pri skutočných zmenách (v porovnaní s vrátanými) časť práce či energie sústavy vždy strácame, a to buď v dôsledku disipácie energie (napr. trením), alebo nerovnováhy sústavy s okolím (napr. ak je teplota okolia nižšia ako teplota sústavy, strácame časť tepelnej energie sústavy prechodom zo sústavy do okolia). Z toho vyplýva, že vratné zmeny možno uskutočniť len za týchto predpokladov:

1. dej je kvázistatický, t.j. existuje mechanická a tepelná rovnováha sústavy a okolia (tlak a teplota sústavy sú rovné tlaku a teplote okolia)
2. nenastáva disipácia energie



obr.3.1

Všetky skutočné deje sú vždy nevratné, t.j. bez dodania vonkajšej práce nemožno uskutočniť zmenu v oboch smeroch po tej istej krivke.

3.2 ZÁKLADNÉ VRATNÉ ZMENY IDEÁLNEHO PLYNU

Zmeny stavových veličín, uskutočňované tepelnými motormi, možno rozložiť na jednoduché zmeny stavu, ktoré vieme riešiť a bilancovať. Sú charakterizované konštantnosťou niektorej veličiny podľa nasledujúceho prehľadu:

1. $v = \text{const}$ - zmena izochorická (izovolumická) - napr. kompresia kvapaliny alebo zohrievanie v uzavretej nádobe
2. $p = \text{const}$ - zmena izobarická napr. zohrievanie (chladenie) v prietokových výmenníkoch alebo ohrievanie vo valci, ktorého piest je zaťažený konštantným závažím
3. $T = \text{const}$ - zmena izotermická napr. kompresia pri veľmi intenzívnom chladení alebo expanzia s dodávkou tepla pre zachovanie konštantnej teploty
4. $q = \text{const}$ - zmena adiabatická, t.j. kompresia alebo expanzia bez dodávky tepla, napr. expanzia v parnej turbíne, dokonale izolovaná oproti okoliu

Uvedené 4 základné zmeny stavu sú špeciálne prípady všeobecnej zmeny (pri ktorej sa menia všetky veličiny) zvanej zmena *polytropická*.

Pri skúmaní jednotlivých zmien budeme postupovať podľa nasledujúcej schémy, pričom použijeme už známe rovnice.

1. odvodíme rovnicu zmeny stavu a zmenu zakreslíme do diagramu
2. vypočítame zmenu vnútornej energie a entalpie podľa rovníc (2-8a,b) resp.(2-10a,b)

$$\begin{aligned} du &= c_v dT \\ di &= c_p dT \end{aligned}$$

alebo

$$i = u + pv$$

3. vypočítame absolútnu a technickú prácu podľa rovníc (2-5c) resp. (2-20)

$$\begin{aligned} a &= \int_1^2 p dv \\ a_t &= - \int_1^2 v dp \end{aligned}$$

4. vypočítame dodané teplo podľa zákona termodynamiky pre uzavreté alebo otvorené sústavy podľa (2-4b) resp. (2-18b)

$$q = \Delta u + a \quad \text{resp.} \quad q = \Delta i + a_t$$

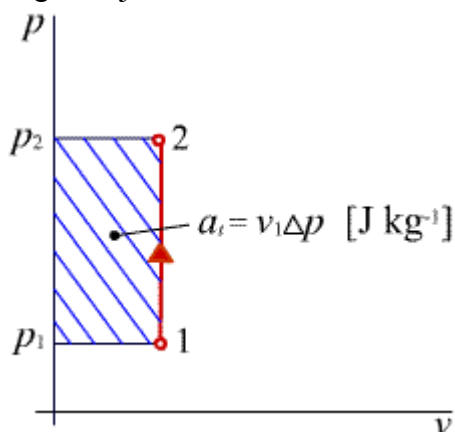
5. vypočítame zmenu entropie podľa rovnice (2-3b)

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T}$$

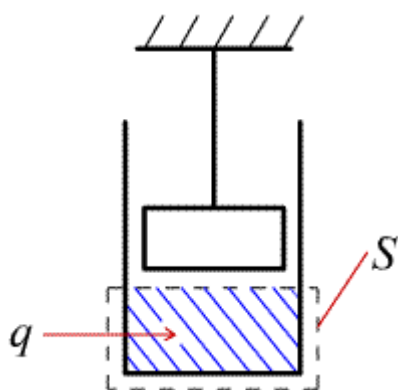
Znova zdôrazňujeme, že je rozdiel, pri bilancovaní tých istých zmien podľa toho či sa realizujú v uzavretej alebo otvorenej sústave. Tento rozdiel spočíva vo výpočte práce (absolútna v uzavretej sústave, technická v otvorenej sústave) a markantne sa prejaví najmä pri izochorickej a izobarickej zmene.

3.2.1 Izochorická zmena, $v = \text{konst}$

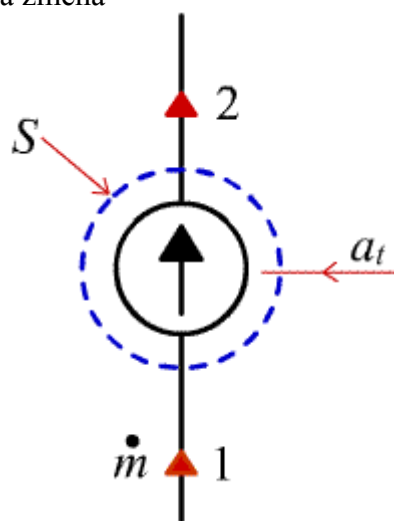
grafické znázornenie v $p - v$ diagrame je na obr.3.2.



obr.3.2 izochorická zmena



obr.3.2a Uzavretá sústava



obr.3.2b Otvorená sústava

z obr.3.2a je zrejmé, že v uzavretej sústave sa žiadna vonkajšia práca (absolútna) nekoná, píst je fixovaný a dodané teplo sa využije len na zvýšenie teploty teda vnútornej energie.

Na obr.3.2b je schéma kompresie nestlačiteľnej tekutiny (teda kvapaliny) a z fyzikálnej predstavy je jasné, že na zvýšenie tlaku z p_1 na p_2 ($p_1 < p_2$) musíme dodať prácu (v tomto prípade technickú lebo ide o otvorenú sústavu).

Zo stavových rovníc pre stavy 1 a 2 dostávame:

1.

$$\begin{aligned} p_1 v &= RT_1 \\ p_2 v &= RT_2 \end{aligned}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

$$\text{resp. } \frac{p}{T} = \text{const.}$$

2.

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$$

$$i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1)$$

3.

$a = 0$ v uzavretej sústave

$$a_t = -\int_1^2 v dp = v(p_1 - p_2) \text{ v otvorenej sústave} \quad (3-1)$$

4.

$$q = \Delta u + a = \Delta u = c_v(T_2 - T_1) \quad (3-2)$$

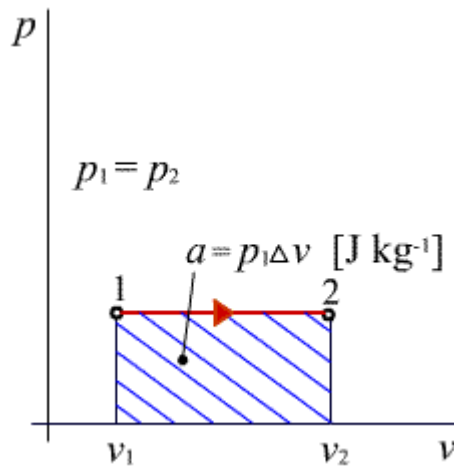
$$\Delta i + a_t = c_p(T_2 - T_1) + v(p_1 - p_2)$$

5.

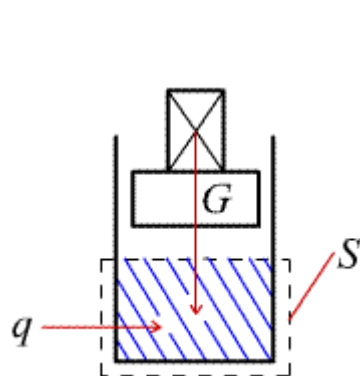
$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{du}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3-3)$$

3.2.2 Izobarická zmena, $p = \text{konst}$

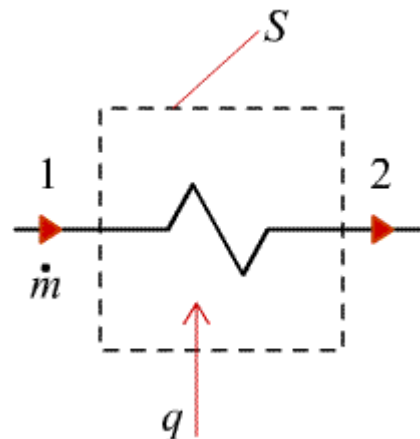
Grafické znázornenie zmeny v $p - v$ diagrame je na obr.3.3



obr.3.3 izobarická zmena



obr.3.3a Uzavretá sústava



obr.3.3b Otvorená sústava

Z obr.3.3a a fyzikálnej predstavy je zrejmé, že dodávka tepla q zvyšuje teplotu plynu, ktorý sa rozpína, tlačí na piest a vykonáva prácu danú silou na piest a jeho posunutím.

Na obr. 3.3b je schematicky znázornený ohrev látky v rúrke, čo je základný konštrukčný prvok tepelných výmenníkov (ohrievačov, chladičov). Pri zanedbaní hydraulických strát (úbytku tlaku medzi vstupom 1 a výstupom 2, možno konštatovať, že ide o izobarický proces (hydraulické straty sú z hľadiska tepelnej bilancie zanedbateľné), pri ktorom sa žiadna vonkajšia mechanická práca nekoná. Izobarický dej je princípom všetkých tepelných výmenníkov ako otvorených sústav.

1.

$$\begin{aligned}pv_1 &= RT_1 \\pv_2 &= RT_2 \\ \frac{v_1}{v_2} &= \frac{T_1}{T_2} \\ \text{resp. } \frac{v}{T} &= \text{const.}\end{aligned}$$

2.

$$\begin{aligned}u_2 - u_1 &= c_v(T_2 - T_1) \\ i_2 - i_1 &= c_p(T_2 - T_1)\end{aligned}$$

3.

$$\begin{aligned}a &= \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1) \quad \text{v otvorenej sústave} \\ a_t &= 0 \quad \text{v uzavretej sústave}\end{aligned} \quad (3-4)$$

4.

$$\begin{aligned}q &= \Delta u + a = c_v(T_2 - T_1) + p(v_2 - v_1) \\ q &= \Delta i + a_t = \Delta i = c_p(T_2 - T_1)\end{aligned} \quad (3-5)$$

5.

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{di}{T} = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3-6)$$

Pri ďalších zmenách nebudeme už uvádzať príklady ich realizácie v uzavretej a otvorenej sústave. Stále však musíme pamätať na to, že uzavreté sústavy predstavujú ohraničený priestor (napr. valec), ktorého hranicou neprechádza látka, otvorené sústavy sú charakterizované tým, že hranicou prechádza látka. Takýmito sústavami sú všetky zariadenia realizujúce premenu tepla na prácu v tepelnej elektrárni (napr. kotol, turbína, čerpadlo, ventilátor a ďalšie), preto budeme v ďalších kapitolách venovať pozornosť najmä sústavám otvoreným.

3.2.3 Izotermická zmena, $T = \text{konst.}$

1. rovnicu zmeny získame zo stavových rovníc pre stavy 1: a 2:

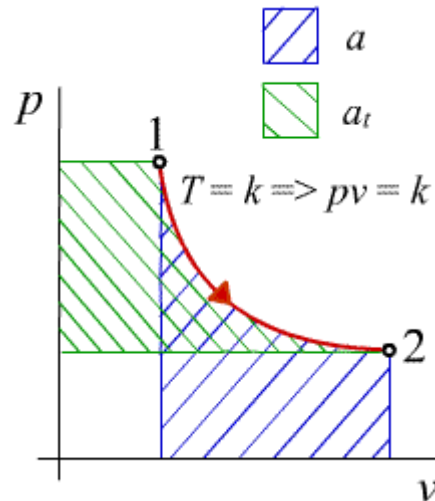
$$\begin{aligned}1: \quad p_1 v_1 &= RT & 2: \quad p_2 v_2 &= RT \\ p_1 v_1 &= p_2 v_2 = pv = \text{const.}\end{aligned} \quad (3-7)$$

Je to zákon Boyle-Mariotov. Izoterma podľa rovnice (3-7) sa znázorní v súradniciach p - v ako rovnoosová hyperbola podľa obr.3.4

2.

$$\Delta u = \Delta i = 0, \text{ pretože } dT = 0$$

3. Práca absolútna a technická izotermickej zmeny sú si sebe rovné, čo vyplýva z geometrického významu práce v p - v diagrame (izoterma je rovnoosová hyperbola) a matematicky z rovníc pre teplo (bod 4 bilančnej schémy)



obr.3.4 Izotermická zmena

$$(a)_{T=k} = (a_t)_{T=k} \quad (3-8)$$

4. Absolútnu prácu vypočítame zo vzťahu

$$a = \int_1^2 p dv$$

ak za p dosadíme z rovnice izotermie pre počiatočný stav a stav všeobecný

$$p_1 v_1 = p v \rightarrow p = \frac{p_1 v_1}{v}$$

kde p_1 , v_1 sú konštanty, známe stavové veličiny počiatočného stavu. Potom dostanem

$$a = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = a_t \quad (3-9)$$

5. Dodané teplo na základe bodu 2.

$$q = a = a_t \quad (3-10)$$

t.j. celé dodané teplo pri izotermickej zmene sa premení na prácu.

6.

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = q \quad (3-11)$$

3.2.4 Adiabatická zmena, $q = \text{konst.}$

1. Rovnicu zmeny $q = \text{konst.}$, $dq = 0$ odvodíme z rovníc pre teplo podľa bodu 4. bilančnej schémy, kde za príslušné veličiny dosadíme:

$$\begin{aligned} 0 &= du + da = c_v dT + p dv \\ 0 &= di + da_i = c_p dT - v dp \end{aligned}$$

Z prvej rovnice

$$dT = \frac{-p dv}{c_v}$$

dosadíme do druhej

$$-\frac{c_p}{c_v} p dv - v dp = 0$$

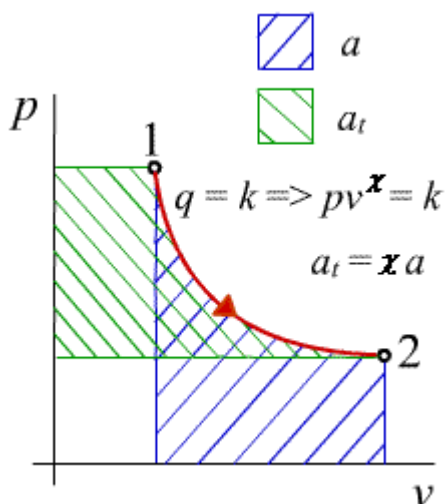
Pomer $\frac{c_p}{c_v} = \chi$ je Poissonova konštanta. Riešenie tejto jednoduchšej diferenciálnej rovnice je

$$\begin{aligned} \chi \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} &= 0 \\ \chi \ln v + \ln p &= \text{const} \\ p v^\chi &= \text{const} \end{aligned} \quad (3-12)$$

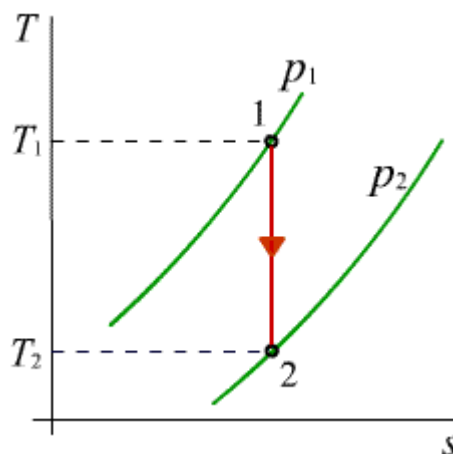
Grafické znázornenie v p - v súradniciach je na obr.3.5a. Veľmi jednoducho sa znázorní adiabatická zmena v súradnicových systémoch T - s a i - s ako čiara konštantnej entropie pretože podľa rovnice (2-3) pre $dq = 0$ je

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

Nazýva sa preto tiež *zmena izoentropická*, (pozri obr.3.5a,b)



obr.3.5a Adiabatická zmena



obr.3.5b Adiabatická zmena

2. Zmena vnútornej energie a entalpie

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$$

$$i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1)$$

3. Pre výpočet absolútnej práce dosadíme z rovnice zmeny

$$p_1 v_1^x = p v^x \rightarrow p = \frac{p_1 v_1^x}{v^x}$$

kde p_1 , v_1 sú konštanty, známe stavové veličiny počiatočného stavu

$$a = \int_1^2 p dv = p_1 v_1^x \int_1^2 \frac{dv}{v^x}$$

Po niekoľkých úpravách dostávame:

$$a = \frac{1}{x-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{x-1}{x}} \right] \quad (3-13)$$

Absolútnu prácu možno vypočítať aj z 1. zákona termodynamiky:

$$\begin{aligned} dq &= du + dw = 0 \\ a &= -\Delta u = u_1 - u_2 \end{aligned} \quad (3-14)$$

Technickú prácu vypočítame rovnakým postupom ako absolútnu, keď dosadíme za

$$\begin{aligned} v &= v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{x}} \\ a_t &= - \int_1^2 v dp = p_1^{\frac{1}{x}} v_1 \int_1^2 p^{-\frac{1}{x}} dp = \dots = \frac{x}{x-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{x-1}{x}} \right] \end{aligned} \quad (3-15)$$

Porovnaním s rovnicou pre absolútnu prácu zistíme, že

$$a_i = \chi a \quad (3-16)$$

Technickú prácu pri adiabetickej zmene možno vypočítať aj z 1. zákona termodynamiky pre otvorenú sústavu:

$$\begin{aligned} dq &= di + da_i = 0 \\ a_i &= -\Delta i = i_1 - i_2 \quad (3-17) \end{aligned}$$

Tento poznatok, že *technická práca pri adiabetickej zmene je rovná zmene entalpie*, budeme ďalej často využívať.

4. Dodané teplo je nulové, dané charakterizujúcou podmienkou adiabetickej zmeny

$$dq = 0$$

5. Zmena entropie v dôsledku 4. bodu je taktiež nulová

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

3.2.5 Polytropická zmena

1. Je všeobecnou zmenou, sprevádzanou prívodom (odvodom) tepla a zmenou všetkých stavových veličín. V súradnicovom systéme p - v možno ju popísať rovnicou

$$pv^n = \text{const} \quad (3-18)$$

kde $n = \text{const}$ pre danú zmenu, pre rôzne zmeny môže nadobúdať hodnoty $n \in \langle 0, \infty \rangle$. Je zrejmé, že pre základné zmeny stavu sú hodnoty n tieto:

$v = \text{const}$		$n = \infty$
$p = \text{const}$		$n = 0$
$T = \text{const}$	$pv^1 = \text{const}$	$n = 1$
$q = \text{const}$	$pv^\chi = \text{const}$	$n = \chi$

Diferencovaním rovnice (3-18) dostávame:

$$npdv + vdp = 0$$

Zo stavovej rovnice

$$pdv + vdp = RdT$$

Odčítaním rovníc

$$\begin{aligned} (n-1)pdv &= -RdT \\ pdv &= \frac{RdT}{n-1} \end{aligned}$$

a dosadením do 1. zákona termodynamiky získavame rovnicu pre teplo pri polytropickej zmene

$$\begin{aligned} dq &= c_v dT + pdv \\ dq &= c_v dT - \frac{RdT}{n-1} = \left(c_v - \frac{R}{n-1} \right) dT \end{aligned}$$

Hodnoty v zátvorke sú pre ideálny plyn konštantné, dodané teplo je podľa poslednej rovnice priamo úmerné zmene teploty.

Konštantný súčiniteľ úmernosti

$$c_n = c_v - \frac{R}{n-1} = c_v - \frac{c_p - c_v}{n-1} \quad (3-19)$$

kde sme dosadili za $R = c_p - c_v$ podľa Mayerovho vzťahu sa nazýva *merná polytropická tepelná kapacita*. Môžeme si ju predstaviť ako fiktívnu tepelnú kapacitu tuhej látky, ktorá by sa zohrievala rovnako ako daný plyn. Dodané teplo možno teda vyjadriť ako

$$dq = c_n dT \quad (3-20)$$

Ďalšie veličiny pri polytropickej zmene určíme rovnako ako pri predchádzajúcich zmenách.

2. Zmena vnútornej energie a entalpie

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$$

$$i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1)$$

3. Absolútnu a technickú prácu vypočítame rovnako ako pri adiabatickej zmene, ak namiesto κ dosadíme n :

$$a = \frac{1}{n-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (3-21)$$

$$a_t = na \quad (3-22)$$

4. Dodané teplo

$$q = \Delta u + a \quad \text{resp.} \quad q = \Delta i + a_t$$

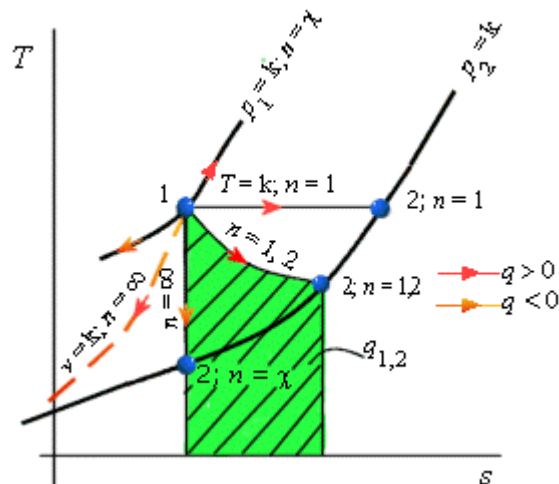
5. Zmena entropie

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = c_n \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3-23)$$

Zo zmeny entropie možno dodané teplo vyjadriť približne

$$q = \int_1^2 T ds \doteq T_{1-2,pr} (s_2 - s_1) \quad (3-24)$$

Na obr. 3.6 je znázornené teplo q šrafovaním v diagrame T - s pre polytropickú expanziu ($n = 1,2$) medzi tlakmi p_1 a p_2 . Zrejme je teplo kladné (dodané), ak entropia rastie ($ds > 0$) a naopak.

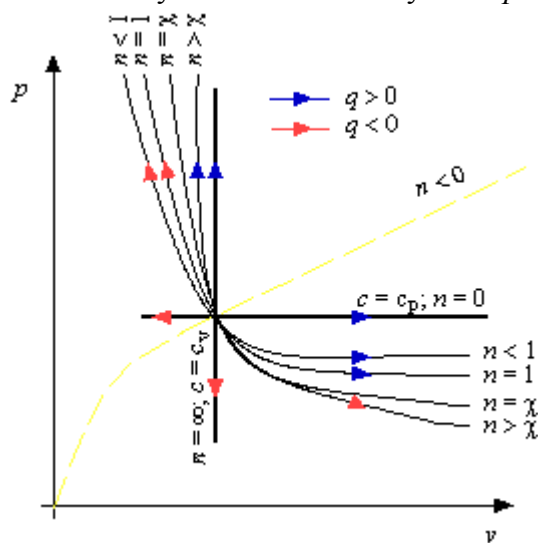


obr.3.6 Polytropické krivky v T - s diagrame

Pri približných výpočtoch možno nahradiť polytropu priamkou 1, 2 a za teplotu dosadiť aritmetický priemer

$$T_{1-2,av} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

Na obr.3.7 sú znázornené rôzne zmeny v súradnicovom systéme p - v .



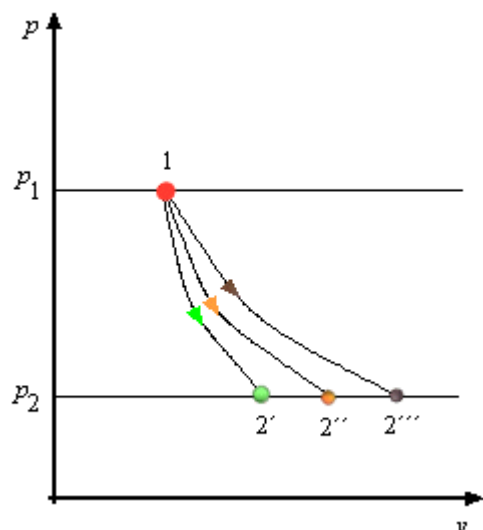
obr.3.7 Polytropické krivky v p - v diagrame

Vplyv tepla na prácu polytropickej zmeny.

a. *expanzia*

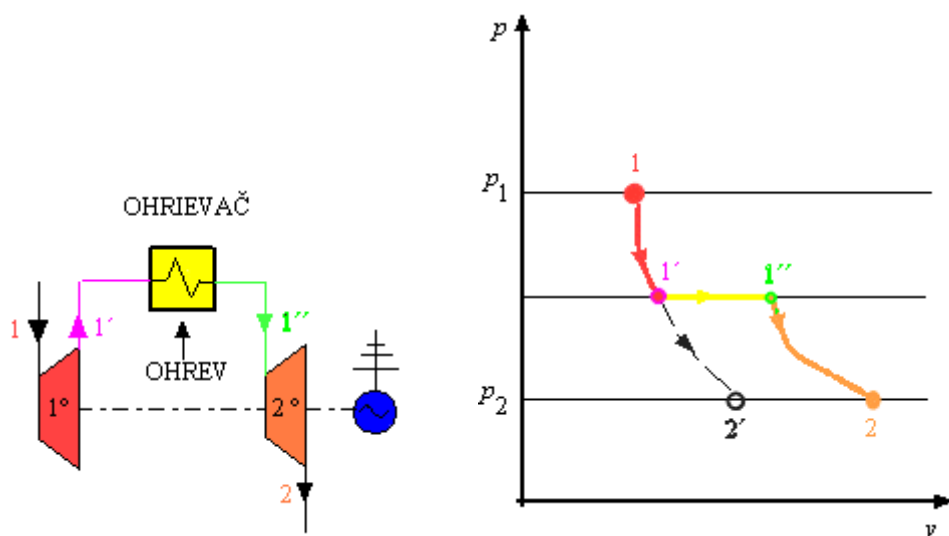
Na obr.3.8 sú tri polytropické expanzie 1-2 s rovnakým východným stavom 1, zakreslené v súradnicovom systéme p - v , kde plocha pod krivkou termodynamickej zmeny má geometricky význam práce.

$$v_2''' > v_2'' > v_2' \Rightarrow T_2''' > T_2'' > T_2'$$



obr.3.8 Polytropické expanzie

Je zrejmé, že najväčšiu prácu (plochu) získavame pri expanzii 1-2''' a to bez rozdielu toho, či sa uskutočňuje v uzavretej či otvorenej sústave. Čím viac sa bude stav 2 posúvať doprava, tým väčšiu prácu (plochu pod expanznou krivkou) získame. Čím väčší bude objem V_2 , tým vyššia je, podľa stavovej rovnice teplota T_2 . Teplota T_2 bude tým vyššia, čím menej budeme v priebehu expanzie 1-2 chladiť, čiže odvádzať teplo. Teoreticky by bolo výhodné u priebehu expanzie teplo dodávať, čiže expanzný stroj zvonka ohrievať, čo by bolo technicky zložité a málo efektívne. Hranicou medzi chladením a ohrevom je adiabatická zmena ($dq = 0$), teda expanzia u dokonale tepelne izolovanom stroji. Z predchádzajúcich úvah vidíme, že expanzia v dokonale izolovanej turbíne v tepelnej elektrárni je z hľadiska získanej práce výhodná. Dodávku tepla medzi začiatkom a koncom expanzie 1-2, možno technicky realizovať tzv. *medziprehrevom*, t.j. rozdelením expanzie do dvoch stupňov a ohrevaním pracovnej látky medzi nimi podľa obr. 3.9.

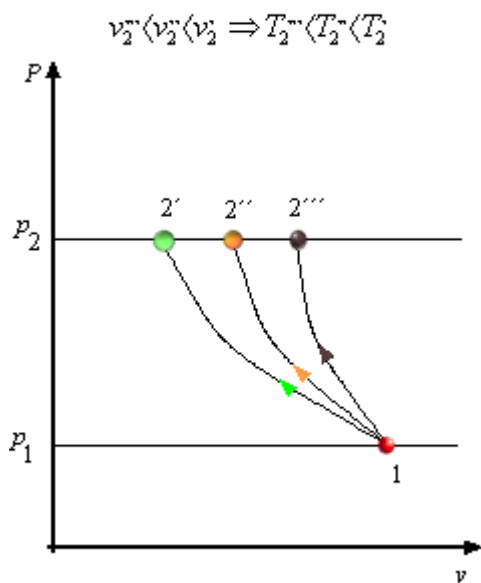


obr.3.9 Dvojstupňová expanzia s medziprehrevom
(p-v diagram a principiálna schéma)

Principiálna schéma na obr.3.9 predstavuje otvorenú sústavu (hranicou prechádza látka), a ktorej sa ohrev realizuje ako izobarická zmena $1' - 1''$. V porovnaní s expanziou jednostupňovou, bez medziprehrevu, ktorá by prechádzala po krivke $1 - 2'$, získavame s medziprehrevom navyše prácu (plochu) vymedzenú stavmi $1'$, $1''$, 2 , $2'$.

b. *kompresia*

V prípade kompresie sú dôsledky opačné ako u expanzie. Na obr.3.10 sú tri polytropické kompresie $1-2$ s rovnakým východným stavom 1 . Rovnako ako u expanzie využijeme, pre názornosť znázornenia práce, súradnice $p-v$.

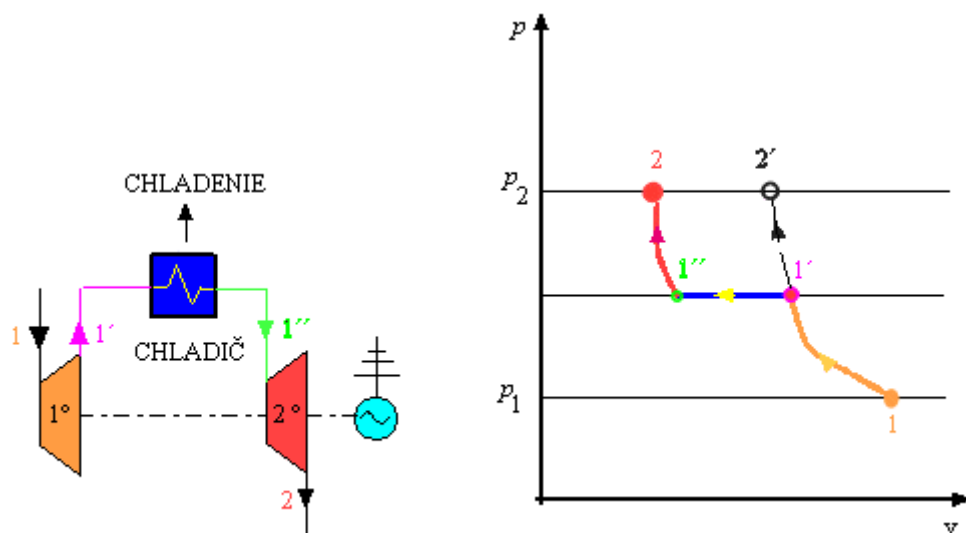


obr.3.10 Polytropické kompresie

Čím menší bude objem v_2 , tým nižšia bude teplota T_2 . Teplota T_2 bude tým nižšia, čím viac budeme v priebehu kompresie odvádzať teplo, čiže chladieť. S intenzitou chladenia bude sa posúvať bod 2 doľava a znižovať kompresnú prácu. Z predchádzajúcich úvah vyplýva pre kompresiu a expanziu:

- *pri kompresii maximálne chladieť*
- *pri expanzii minimálne chladieť*, resp. ohrievať medziprehrevom

Podobne ako u expanzie možno ovplyvniť kompresnú prácu, rozdelením kompresie na dva (alebo viac) stupne s medzichladením medzi nimi podľa obr.3.11.



obr.3.11 Dvojstupňová kompresia s medzichladením
(p-v diagram a principiálna schéma)

V porovnaní s jednostupňovou kompresiou, bez medzichladenia, ktorá by prebiehala po krivke 1 - 2', získavame s medzichladením prácu (plochu) vymedzenou stavmi 1', 1'', 2, 2'.

3.3 ZÁKLADNÉ NEVRATNÉ ZMENY IDEÁLNEHO PLYNU

Nevratné zmeny sme definovali ako zmeny, ktoré možno uskutočniť bez dodania vonkajšej práce len jedným smerom. Medzi základné nevratné zmeny sme zaradili tie, ktoré rovnako ako vratné sú charakterizované konštantnosťou niektorej stavovej veličiny a s ktorými sa v technickej praxi často stretávame.

3.3.1 Adiabatická zmena s trením

V kapitole 3.2.4 o vratnej adiabetickej zmene sme dokázali, že technická práca tejto zmeny je rovná rozdielu entalpií $a_t = i_1 - i_2$ a v diagrame so súradnicovou osou entropie s , sa znázorní ako čiara konštantnej entropie čiže izoentropa. Trenie, ktoré existuje pri reálnej, teda nevratnej zmene, nezanedbateľne ovplyvňuje získanú či dodanú prácu a preto ho musíme v technických výpočtoch uvažovať.

Trenie vzniká v prúdových strojoch (turbína, turbokompresor) pri prúdení cez lopátkové kanály stroja. Každé trenie sa premení na teplo a absorbuje ho pracovná látka (predpokladáme stále zmenu adiabatickú, teda dokonale tepelne izolovaný stroj s nulovou interakciou s okolím). Z hľadiska pracovnej látky už nie je potom splnená striktná podmienka adiabetickej zmeny, pretože teplo (z trenia) získava. Teplo dodané je teplo kladné ($dq > 0$). Ak pre *ideálnu (vratnú) adiabatickú zmenu* platí:

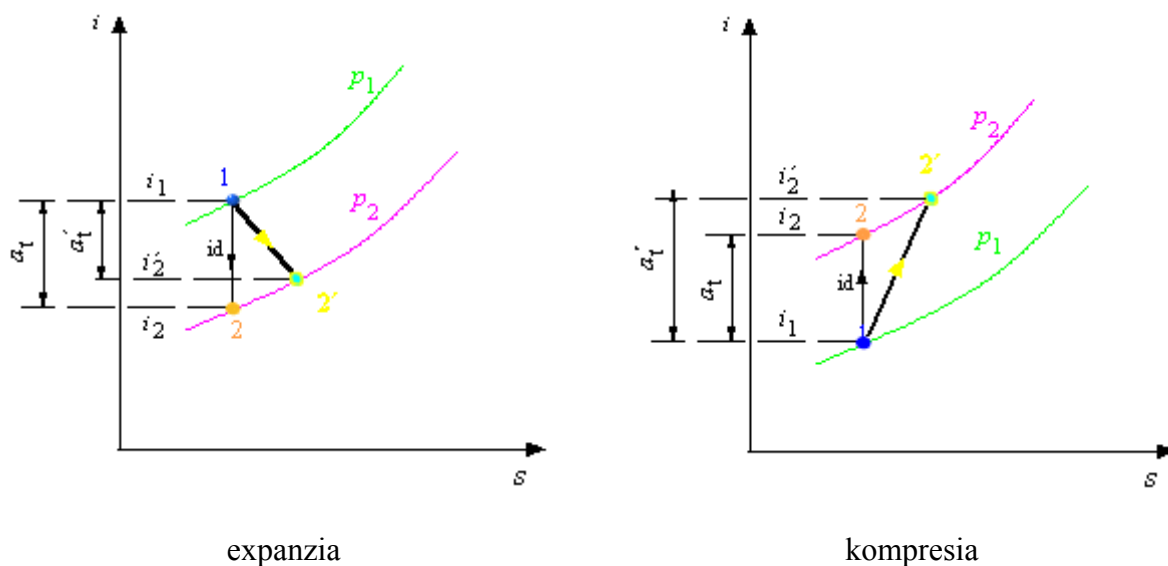
$$dq = 0 \Rightarrow ds_{id} = \frac{dq}{T} = 0$$

potom pre *reálnu (nevratnú) zmenu* si

$$dq > 0 \Rightarrow ds_{real} = \frac{dq}{T} > 0$$

a zmena sa znázorní ako *čiara rastúcej entropie*, čo platí rovnako pre *expanziu* ako aj *kompresiu*!

Na obr.3.12 je znázornená ideálna a reálna adiabatická zmena pri expanzii a kompresii.



obr.3.12 Ideálna a reálna adiabatická zmena

Ak pri ideálnej zmene je ideálna technická práca daná ideálnym rozdielom entalpií, ležiacich na izoentropie

$$a_t = i_1 - i_2$$

pri reálnej zmene je reálna technická práca (budeme označovať a_t') daná reálnym rozdielom entalpií

$$a_t' = i_1 - i_2'$$

Pomer ideálnej a reálnej technickej práce sa nazýva *vnútorná termodynamická účinnosť*, alebo tiež *izoentropická účinnosť* adiabetickej zmeny.

V prípade *expanzie* je to

$$\eta_{\text{tad}} = \frac{a_t'}{a_t} = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2} \quad (3-24)$$

a v prípade *kompresie*

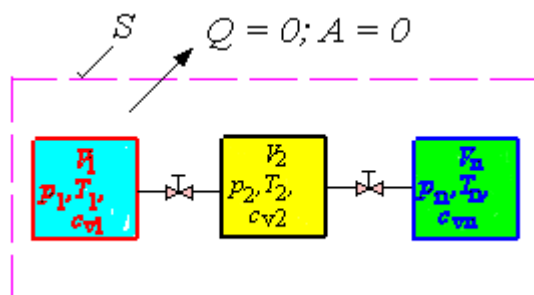
$$\frac{a_t}{a_t'} = \frac{i_1 - i}{i_1 - i_2'} \quad (3-25)$$

3.3.2 Adiabatické zmiešavanie plynov

Zmiešavanie plynov patrí medzi *procesy nevratné*, pretože prebieha samovoľne len jedným smerom. Našou úlohou bude určiť tlak a teplotu zmesi, vzniknutej zmiešaním plynov s rôznymi tlakmi a teplotami, chemicky vzájomne nereagujúcimi.

Uvažujme dva základné prípady adiabatického zmiešavania ideálnych plynov:

1. Zmiešavanie v izolovanej sústave



obr.3.13 Zmiešavanie v uzavretej sústave

V oddelených nádobách s objemami $V_1, \dots, V_n$ sú uzavreté ideálne plyny určené veličinami p_i, T_i, c_{vi} (obr.3.13). Spojením obsahov nádob sa plyny adiabaticky zmiešajú, objem zmesi bude rovný súčtu objemov zložiek. Pretože sa do okolia neodovzdáva žiadna práca ani teplo, bude podľa 1. zákona termodynamiky pre uzavreté sústavy súčet vnútorných energií pred a po zmiešaní rovnaký, t. j. vnútorná energia zmesi bude rovná súčtu vnútorných energií zložiek:

$$dq = du + da$$

$$dq = 0$$

$$da = 0$$

$$U = \sum U_i \quad (3-26a)$$

$$mc_v T = \sum m_i c_{vi} T_i \quad (3-26b)$$

kde

$$m = \sum m_i$$

$$c_v = \sum x_i c_{vi} = \sum \frac{m_i}{m} c_{vi}$$

Teplota po zmiešaní z rovnice (3-26b)

$$T = \frac{\sum m_i c_{vi} T_i}{mc_v} = \frac{\sum m_i c_{vi} \frac{p_i V_i}{R_i}}{mc_v} \quad (3-27)$$

Tlak po zmiešaní zo stavovej rovnice pre zmes

$$pV = mRT$$

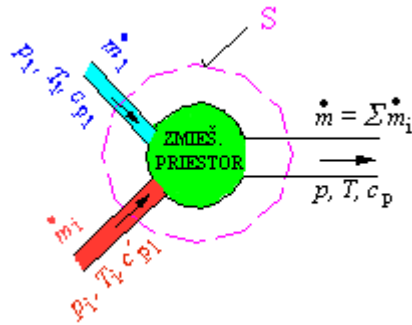
Podľa (1-30)

$$R = \sum x_i R_i = \sum \frac{m_i}{m} R_i$$

a po dosadení, s využitím rovníc (1-20) a (1-21)

$$p = \frac{T}{V} mR = \frac{T}{V} \sum m_i R_i = \frac{T}{V} \sum \frac{p_i V_i}{T_i} \quad (3-28)$$

2. Zmiešavanie v otvorenej sústave



obr.3.14 Zmiešavanie v otvorenej sústave

Do zmiešavacieho priestoru ohraničeného kontrolnou plochou vstupuje n prúdov plynu, ktoré sú určené parametrami m_i [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$] p_i , c_{pi} , T_i . Pri zmiešavaní sa neodvádza ani teplo ani práca a pri zanedbaní kinetickej energie bude podľa 1. zákona termodynamiky pre otvorené sústavy entalpia zmesi rovná súčtu entalpií zložiek:

$$dq = du + da_t$$

$$dq = 0$$

$$da_t = 0$$

$$\dot{I} = \sum \dot{I}_i \quad (3-29a)$$

$$\dot{m} c_p T = \sum \dot{m}_i c_{pi} T_i \quad (3-29b)$$

kde $\dot{I}$ sú toky entalpie [$\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$].

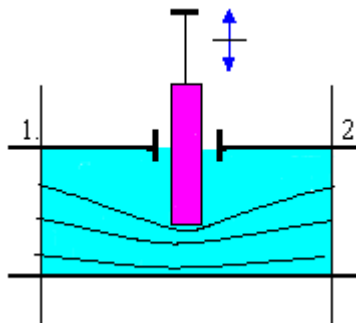
Vzťahy pre teplotu a tlak zmesi odvodíme ako pri zmiešavaní v izolovanej sústave. Samozrejme musí platiť

$$p_i \geq p$$

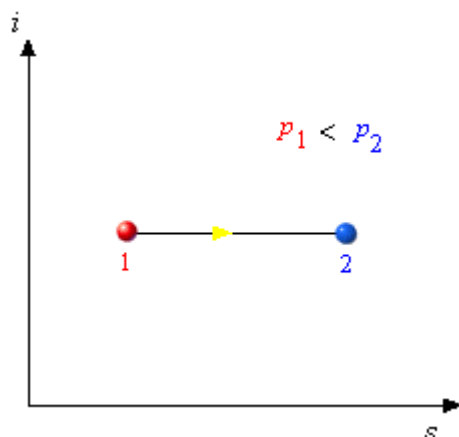
V obidvoch prípadoch zmiešavania možno dokázať, že entropia v priebehu adiabatického zmiešavania vzrastie, čo potvrdzuje, že ide o procesy nevratné.

3.3.3 Redukcia tlaku (škrtenie)

Ide o často používanú metódu zníženia tlaku a prietoku, prostredníctvom redukčného (škrtiaceho) orgánu podľa obr. 3.15



obr.3.15 Redukcia tlaku (škrtenie)



obr.3.16 Škrtenie v i - s diagrame

Je zrejmé, že ide o otvorenú sústavu (hranicou prechádza látka) a proces, pri ktorom sa nevykonáva žiadna vonkajšia práca. Tlaková energia sa škrtením marí. Pri aplikácii 1. Zákona termodynamiky pre otvorené sústavy (2-16b)

$$dq = di + da_t + wdw + gdz$$

A zanedbaní tepelnej interakcie s okolím ($dg = 0$), zmeny kinetickej energie ($w dw = 0$) a zmeny potenciálnej energie ($gdz = 0$) a už uvedenej podmienky ($da_t \neq 0$) dostávame

$$di = 0, \text{ resp. } i = \text{konst.}, \text{ resp. } i_1 = i_2 \quad (3-30)$$

Z rovnice (3-30) vyplýva, že škrtenie sa znázorní ako čiara konštantnej entalpie (obr.3.16). Škrtenie dokonalého plynu ($c_p = \text{konst.}$) sa teplota nezmení pretože

$$i_1 = i_2 \Rightarrow c_p T_1 = c_p T_2 \Rightarrow T_1 = T_2$$

Pri reálnych plynach však dochádza k ochladeniu (Joule - Thompsonov efekt).

3.4 ZMENY STAVU POLODOKONALÝCH A REÁLNYCH PLYNOV

Riešenie základných vratných zmien *polodokonalého plynu* je principiálne rovnaké ako pri plynach ideálnych, výpočty sa však komplikujú závislosťou merných tepelných kapacít od teploty. Pre približné výpočty možno použiť stredné hodnoty v danom rozsahu teplôt.

Metodika analytického riešenia stavových zmien *reálnych plynov* je ešte zložitejšia, preto v praxi sa často používajú grafické metódy a rôzne diagrany. Podrobnejšie budú niektoré riešenia uvedené v kapitolách:

- Termodynamika pár
- Tepelné obehly a oblasti pár

4. Tepelné obeh

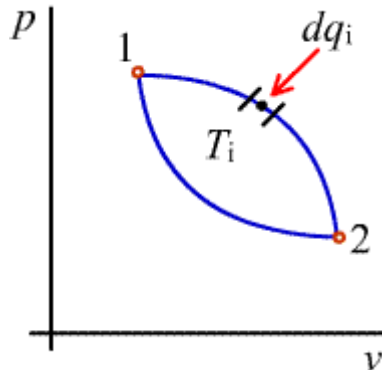
Učebný cieľ kapitoly

V tejto časti budeme aplikovať termodynamické zákony z predchádzajúcich kapitol na činnosť niektorých, z hľadiska energetiky najdôležitejších zariadení, uskutočňujúcich premenu tepla na mechanickú prácu (tepelné motory) či prečerpávanie tepla z teploty nižšej na vyššiu (chladiace zariadenia a tepelné čerpadlá). Cieľom bude objasniť termodynamickú podstatu ich činnosti, bilancovanie energie, práce a účinnosti a posúdiť vplyv faktorov, ktoré ovplyvňujú ich energetickú efektívnosť. Otázky podrobnejšieho výpočtu a prevádzkových charakteristík sú náplňou nadväzujúcich predmetov špecializácie.

Po naštudovaní tejto kapitoly by mal čitateľ podrobne zvládnuť problematiku energetických tepelných obehov. Mal by vedieť zdefinovať termodynamickú účinnosť obehov priamych, a chladiaci, resp. vykurovací faktor obehov obrátených. Mal by vedieť vysvetliť priamy i obrátený Carnotov obeh a vyjadriť jeho tepelnú bilanciu, ako aj jeho možnosti praktickej realizácie premeny tepla na mechanickú prácu (a naopak).

4.1 ZÁKLADNÉ POJMY

Tepelný obeh je súhrn termodynamických zmien, po ktorých sa pracovná látka vracia do východiskového stavu. Predpokladom je, samozrejme, stacionárna prevádzka. Z definície vyplýva, že tepelný obeh sa znázorní v ľubovoľnom súradnicovom systéme, napr. p - v uzavretou krivkou 1-2-1 podľa obr.4.1



obr.4.1 Tepelný obeh

Zmena ľubovoľnej stavovej veličiny po uskutočnení obehu 1-2-1 je rovná nule. Platí to aj pre entropiu, ktorá je taktiež *stavovou veličinou*. Teda

$$\oint ds = 0, \text{ kde } ds = \frac{dq}{T} \quad (4-1a)$$

Integrál možno nahradiť súčtom nekonečne malých veličín po uzavretej krivke 1-2-1:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{dq_i}{T_i} = 0 \quad (4-1b)$$

dq_i - elementárne dodané teplo na elementárnom úseku zmeny podľa obr.4.1

T_i - teplota (K), pri ktorej sa toto teplo dodáva

Ak súčet nejakých veličín má byť rovný 0 podľa (4-1), musia tieto veličiny nadobúdať kladných aj záporných hodnôt. Pretože $T_i[K] > 0$, musia nadobúdať kladných aj záporných

hodnôt veličiny q_i , čo fyzikálne znamená, že *teplo musíme pre uskutočnenie obehu aj dodávať* (teplo kladné) *aj odoberať* (teplo záporné).

Podľa toho, či z obehu prácu získavame (práca kladná), alebo ju do obehu dodávame (práca záporná), delíme obehy na

1. *obehy priame*, z ktorých prácu získavame (premenou tepla). Sú to obehy tepelných motorov, medzi ktoré možno zaradiť aj tepelný obch tepelnej elektrárne
2. *obehy obrátené*, do ktorých prácu dodávame a využívame ich na prečerpávanie tepla z nižšej energetickej hladiny (nižšej teploty) na vyššiu. Sú to obehy chladiacich zariadení a tepelných čerpadiel. (podrobnejšie v nasledujúcej kapitole)

Obehy v ktorých sa pracovná látka vymieňa (napr. spaľovací motor), nazývame *obehmi otvorenými*, pre obehy pracujúce stále s tou istou pracovnou látkou (napr. parná elektrárňa) sú *obehy uzavreté*.

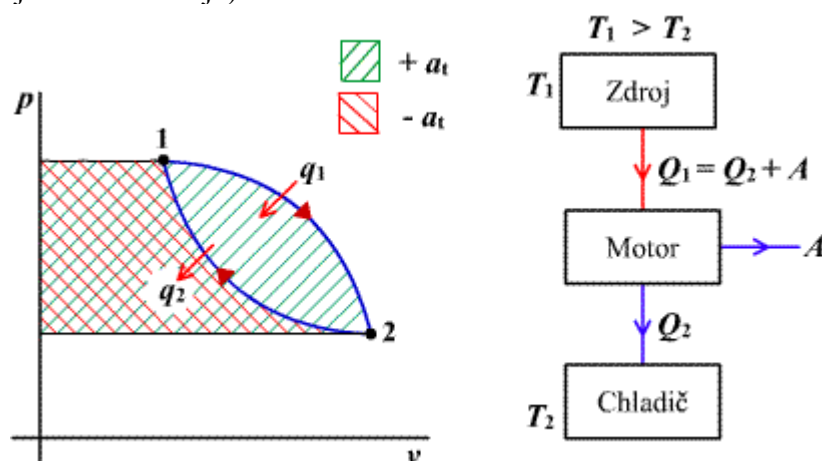
Skutočné obehy bývajú zložité, preto sa ich usilujeme zjednodušiť a rozložiť na časti, ktoré možno približne aproximovať základnými zmenami stavu. Skutočné zmeny sú vždy nevratné. Nahradzujeme ich energeticky ekvivalentnými zmenami, od ktorých vyžadujeme, aby udávali rovnako dodané teplo ako skutočné zmeny, obehy otvorené nahradzujeme obchmi uzavretými. Týmto úpravami získavame zo skutočného obehu *obch porovnávací*, pre ktorý aplikujeme termodynamické zákony a zhodu so skutočnosťou zabezpečujeme opravnými súčiniteľmi.

4.2 OBEHY PRIAME A OBRÁTENÉ

1. Obehy priame

uskutočňujú premenu tepla na prácu. Aby výsledná práca bola kladná, musí zrejme byť expanzná časť okruhu (práca získaná pri expanzii je kladná) nad kompresnou časťou obehu (práca dodaná pri kompresii je záporná) podľa obr.4.2. V tomto obrázku sme využili p - v súradnice, kde práca má geometrický význam plochy pod krivkou termodynamickej zmeny.

Do tepelného obehu musíme teda teplo nielen privádzať, ale časť privedeného tepla aj odvádzať chladením. Označme *privedené teplo* $q_1[J.kg^{-1}]$ a považujeme ho za *kladné, odvedené teplo* $q_2[J.kg^{-1}]$ považujeme za *záporné* a toto označenie zachováujeme aj v ďalšom texte. Teplo q_1 privádzame v časti expanznej (objem sa zväčšuje), teplo q_2 odvádzame v časti kompresnej (objem sa znižuje).



obr.4.2 Obch priamy, p - v diagram a bloková schéma

Výsledkom obr.4.2, kde časť expanzná je nad kompresnou je zrejme *získaná, t.j. kladná práca*, čo vyplýva z geometrického významu práce, obr.4.2 uvažovali sme pri tom, že obch sa

realizuje v otvorenej sústave, teda práca technická a_t . *Vonkajšia práca je daná plochou obehu*, rozdielom kladnej práce, získanej pri expanzii, a zápornej práce, dodanej pri kompresii. Z blokovej schémy na obr.4.2 vyplýva:

$$a_t = q_1 - q_2 \quad (4-2)$$

Rovnaký výsledok dostaneme aj aplikáciou vety o energii upravenou pre tepelné obeh.

$$dq = di + da_t$$

Po integrácii cez krivku, reprezentujúcu obeh, t.j. 1-2-1, je $di = 0$ (pretože i je stavová veličina) a znova dostávame:

$$q_1 - q_2 = a_t$$

Rovnakú prácu ako plochu obehu dostaneme, ak bude obeh realizovaný v uzavretej sústave a budeme uvažovať prácu absolútnu a .

Pre *obehy priame* podľa obr.4.2 definujeme *tepelnú účinnosť* obehu ako pomer získanej práce k dodanému teplu

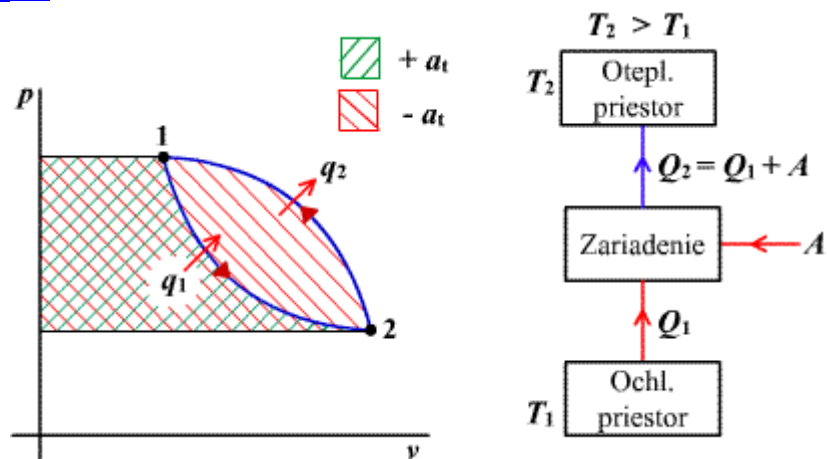
$$\eta_t = \frac{a_t}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (4-3)$$

Tepelná účinnosť podľa (4-3) nerešpektuje vplyv nevratnosti zmien. Preto sa zavádza účinnosť termodynamická

$$\eta_{td} = \frac{a_{td}}{a_t} \quad (4-4)$$

ako pomer práce, získanej zo skutočného obehu, k práci získanej z teoretického, porovnávacieho obehu.

2. Obehy obrátené



obr.4.3 Obeh obrátený, p - v diagram a bloková schéma

Expanzná časť je pod kompresnou, z geometrického významu práce vyplýva, že práca daná plochou obehu je záporná, z blokovej schémy na obr.4.3, ako aj z vety o energii zhodne dostávame

$$q_1 - q_2 = -a, \text{ t.j. } |q_2| > |q_1|$$

Dodaná práca sa spotrebuje na prečerpanie tepla z teploty nižšej na vyššiu. Obehy obrátené sú obehmi chladiacich zariadení, tepelných čerpadiel a kompresorov. Chladiace a tepelné čerpadlá pracujú na rovnakom princípe, avšak s rozdielnym využitím tepiel q_1 a q_2 .

Pri *chladiacich zariadeniach* je podstatné teplo q_1 , ktoré treba odvieť z chladiaceho priestoru, q_2 sa najčastejšie odvádza bez využitia do okolia. *Chladiaci faktor* preto definujeme ako

$$\varepsilon_{ck} = \frac{q_1}{\alpha} = \frac{q_1}{q_1 - q_2} \quad (4-5)$$

Pri tepelných čerpadlách je podstatné teplo q_2 , ktoré sa využíva na vykurovanie či prípravu teplej úžitkovej vody, teplo q_1 sa odčerpáva z okolia (rosy, vzduchu, zeme) s prakticky nevyčerpatel'nou zásobou tepla, preto **vykurovací faktor** definujeme ako

$$\varepsilon_k = \frac{q_2}{\alpha} = \frac{q_2}{q_2 - q_1} \quad (4-6)$$

Pre daný obeh je zrejmé v súlade s obr.4.3 a definíciami (4-5) a (4-6).

$$\varepsilon_k > \varepsilon_{ck}$$

Kým tepelná účinnosť je vždy $\eta_t < 1$, môžu byť (ale nemusia) hodnoty vykurovacieho a chladiaceho faktora $\varepsilon_k > 1$, $\varepsilon_{ck} > 1$.

Podrobnejšie vysvetlenie obrátených obehov je v kapitole Obrátený Carnotov obeh a v kapitole Obrátené obehly v oblasti pár chladiva.

4.3 CARNOTOV OBEH V OBLASTIACH IDEÁLNEHO PLYNU

Je to obeh, ktorý pre dané dve teploty (T_1 a T_2) dáva **najvyššiu tepelnú účinnosť** η_t pri obehoch priamych, ako aj najvyššiu efektívnosť (chladiaci faktor ε_{ck} či vykurovací faktor ε_k) pri oboch obrátených. Z tejto skutočnosti vyplýva naše úsilie realizovať skutočné obehly tak, aby sa čo najviac podobali obehu Carnotovmu. Všeobecné závery, vyvedené z rozboru z Carnotovho obehu, kvalitatívne platia aj pre skutočné obehly. Pre ich dôležitosť budeme sa znova zaoberať Carnotovým obehom aj na tomto mieste hoci bol v zásade charakterizovaný už v rámci základného kurzu fyziky. Carnotov obeh možno teoreticky uskutočniť v oblasti plynu i v oblasti pary, a to ako priamy alebo obrátený.

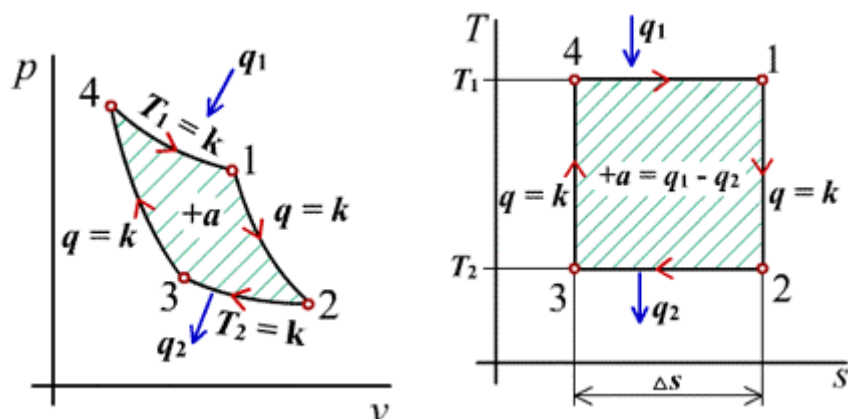
4.3.1 Priamy Carnotov obeh v oblasti ideálneho plynu

V súradniciach p - v a T - s je na obr.4.4a,b. Skladá sa z nasledujúcich základných zmien stavu:
4-1 izotermická expanzia, $T_1 = konst.$, $p v = konst.$ Aby teplota v priebehu expanzie neklesala, musíme privádzať teplo q_1

1-2 adiabatická expanzia $q = konst.$, $p v^\gamma = konst.$

2-3 izotermická kompresia, $T_2 = konst.$, $p v = konst.$ Aby teplota v priebehu kompresie nerástla, musíme odvádzať teplo q_2

3-4 adiabatická kompresia $q = konst.$, $p v^\gamma = konst.$



obr.4.4 Carnotov obch priamy, p - v a T - s diagram

Práca získaná z obehu je ako vždy daná plochou obehu.

Tepelná účinnosť podľa definície 4-3

$$\eta_h = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Teplá q_1 a q_2 ľahko vyjadríme z T - s diagramu ako plochy pod príslušnými izotermami

$$q_1 = T_1 \Delta s$$

$$q_2 = T_2 \Delta s$$

Po dosadení je tepelná príslušnosť

$$\eta_h = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4-7)$$

Zo vzťahu pre účinnosť vyplývajú dôležité závery:

1. Tepelná účinnosť sa bude zvyšovať, ak teplota, pri ktorej teplo privádzame T_1 sa bude zvyšovať a naopak teplota, pri ktorej teplo odvádzame, T_2 , znižovať. *Čím väčší bude rozdiel teplôt medzi ktorými tepelný motor pracuje, ($T_1 - T_2$), tým väčšia bude tepelná účinnosť!*
2. *Tepelná účinnosť nikdy nemôže byť rovná jednej.* Pre splnenie $\eta_h = 1$ existujú podľa (4-7) dve možnosti, obidve nereálne:
 - a. $T_1 \rightarrow \infty$, teplota, pri ktorej sa teplo privádza, blíži sa k nekonečnu, čo nie je možné. Napr. teplota pary v tepelných elektrárňach je maximálne cca 580°C .
 - b. $T_2 \rightarrow 0$, teplota, pri ktorej sa teplo odvádzá, blíži sa k absolútnej nule. Pretože chladiacimi médiami tepelných motorov je vzduch alebo voda s teplotou okolia, t.j. cca 300K , nemôže byť táto podmienka ani zďaleka splnená.

Vypočítajte ako príklad účinnosť tepelného motora, pracujúceho podľa Carnotovho obehu s teplotami:

$$t_1 = 580^\circ\text{C}, \text{ t.j. } T_1 = 850\text{K}, \quad t_2 = 25^\circ\text{C}, \text{ t.j. } T_2 = 300\text{K}$$

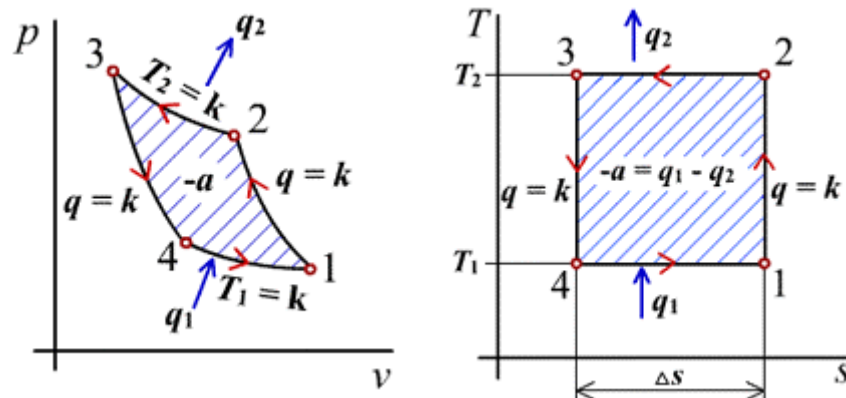
$$\eta_h = 1 - \frac{300}{850} = 0,65$$

Účinnosť skutočných tepelných motorov bývajú asi polovičné.

3. $\eta_k = 0$ ak $T_1 = T_2$ čo znamená: ak chceme uskutočniť premenu tepla na prácu, musíme mať k dispozícii 2. zásobníky o nerovnakých teplotách $T_1 > T_2$

4.3.2 Obrátený Carnotov obeh v oblasti ideálneho plynu

V súradniciach p - v a T - s je obr.4.5a,b. Jeho skladba je rovnaká ako pri obehu priamom, časť kompresná je však nad expanznou, výsledná práca je záporná. Spotrebuje sa na prečerpávanie tepla z nižšej teploty T_1 na teplotu vyššiu T_2 . Podľa obráteného obehu pracujú chladiace zariadenia a tepelné čerpadlá. (Podrobnejšie v kapitole Obrátené obeh).



obr.4.5 Carnotov obeh obrátený, p - v a T - s diagram

Chladiaci faktor podľa definície (4-5)

$$\varepsilon_{ch} = \frac{q_1}{a} = \frac{q_1}{q_1 - q_2}$$

Z T - s diagramu je $q_1 = T_1 \Delta s$, $q_2 = T_2 \Delta s$.

Po dosadení

$$\varepsilon_{ch} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \quad (4-8)$$

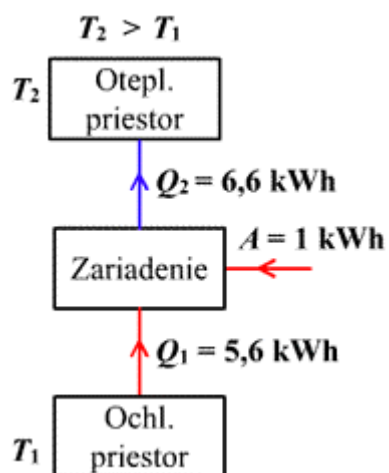
Vykurovací faktor podľa def.(4-6)

$$\varepsilon_k = \frac{q_2}{a} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (4-9)$$

Podľa rovníc (4-8) a (4-9) bude chladiaci, resp. vykurovací faktor pri danej teplote T_1 , resp. T_2 tým väčší, čím menší bude rozdiel teplôt $T_2 - T_1$. Pre ilustráciu vypočítajme jednoduchý príklad: aký bude vykurovací faktor tepelného čerpadla, ktoré odoberá teplo zo vzduchu teploty 7°C ($T = 280\text{K}$) a dodáva teplo do vykurovacieho systému pri teplote 57°C ($T = 330\text{K}$).

$$\varepsilon_k = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{330}{280 - 330} = 6,6 = \frac{6,6}{1} = \frac{q_2}{a}$$

Výsledok hovorí, že z 1kWh práce dodanej na pohon tepelného čerpadla, získavame do vykurovacieho systému $6,6\text{kWh}$ tepla. Na prvý pohľad sa zdá, že toto tvrdenie je v rozpore so zákonom zachovania energie. Treba však pamätať, že rozdiel $Q_2 - A = 6,6 - 1 = 5,6\text{kWh}$ nezískavame z ničoho, lež prečerpáním tepla Q_1 z prostredia nižšej teploty. Bilančná bloková schéma pre určený príklad je na obr.4.6



obr.4.6 Bilančná bloková schéma obráteného obehu.

Ak teplota vykurovacieho systému bude nižšia ako v predchádzajúcom príklade, napr. 35°C ($T_2 = 308\text{K}$), vyjde vykurovací faktor ešte vyšší. Z toho vyplýva výhodnosť použitia nízкотеплотných vykurovacích systémov v kombinácii s tepelným čerpadlom. Analogické úvahy možno urobiť aj pre chladiace zariadenie. Hodnoty vykurovacieho, resp. chladiaceho faktora skutočných zariadení, ktoré nepracujú podľa Carnotovho obehu, sú samozrejme, nižšie ako v uvedenom príklade.

5. Druhý zákon termodynamiky

Učebný cieľ kapitoly

Logicky patrí 2. zákon termodynamiky k 1. zákonu, charakterizujúcemu kvantitatívne podmienky premeny tepla na prácu. Zaradili sme ho však až na tomto mieste, pretože mnohé poznatky získané v predchádzajúcich kapitolách (termodynamické zmeny stavov, tepelné obeh) nám bližšie objasnia dôsledky tohto zákona.

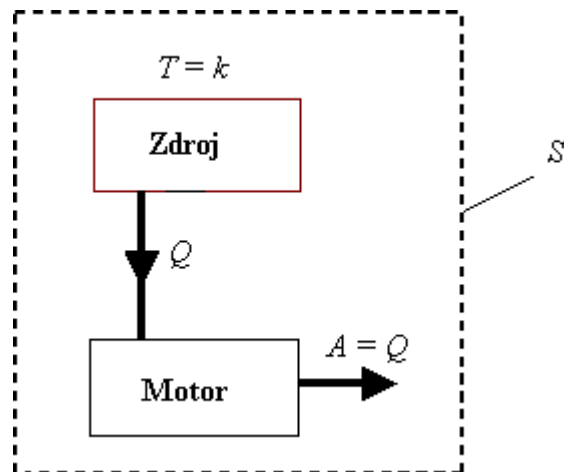
1. zákon termodynamiky, ktorým sme sa zatiaľ zaoberali, je svojím charakterom rázu čisto kvantitatívneho, vyjadruje zákon zachovania energie, aplikovaný na termodynamické procesy: dodané teplo sa premení na ekvivalentný prírastok vnútornej energie a mechanickú prácu alebo naopak. Nehovorí nič o kvalite týchto procesov, o podmienkach, za ktorých sú uskutočniteľné. Z praxe je známe, že premenu práce na teplo možno uskutočniť bez obmedzenia a s účinnosťou $\eta = 1$ (napr. rozkrútený zotrvačník sa po čase sám od seba zastaví - výsledkom je zohriatie ložísk, hriadeľa a vzduchu), zatiaľ čo opačná premena má veľmi obmedzujúce podmienky (nemôžeme zohriať ložiská a hriadeľ, a tým uviesť zotrvačník do pohybu), t.j. na jej realizáciu potrebujeme zložené mechanické zariadenie s účinnosťou premeny je $\eta < 1$. Rovnako ako v uvedenom príklade všetky procesy v prírode majú svoj *prírodný smer*, pričom prírodným smerom je myslená *zmena samovoľná*, prebiehajúca bez vonkajšieho zásahu a smerujúca k rovnovážnemu stavu. Napr. teleso v gravitačnom poli sa pohybuje samovoľne len v smere znižujúcej sa potenciálnej energie, plyn expanduje samovoľne len z tlaku vyššieho na tlak nižší, teplo prechádza samovoľne len z telesa teplejšieho na chladnejšie atď. 1. zákon termodynamiky, resp. zákon zachovania energie nemôže k týmto premenám povedať nič viac, akože celková energia sa nemení.

Učebným cieľom tejto kapitoly je naučiť sa princípy druhého zákona termodynamiky a tri spôsoby jej formulácie. Čitateľ sa tiež oboznámi s obsahom tretieho zákona termodynamiky.

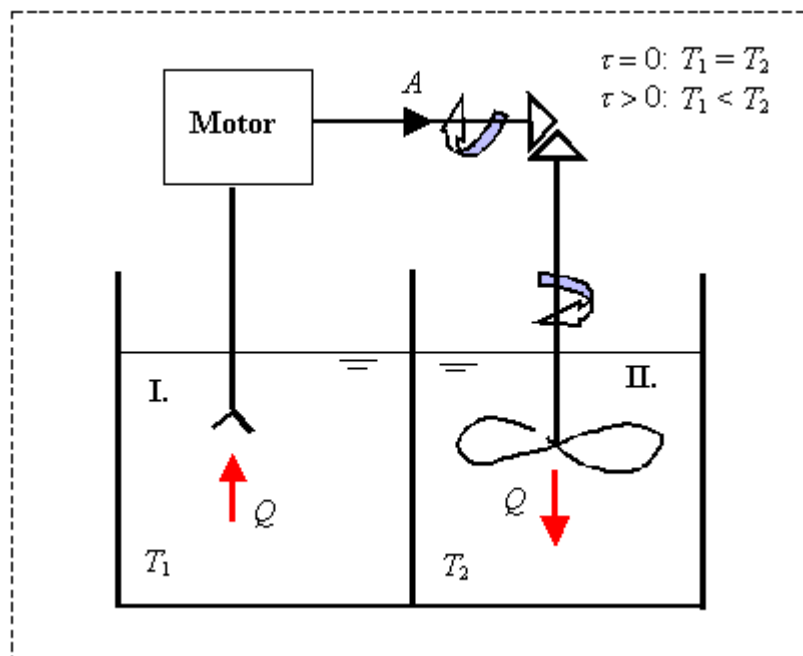
5.1 ZÁKLADNÉ FORMULÁCIE

2. zákon termodynamiky dopĺňa 1. zákon tým, že definuje podmienky premien. Vyjadruje jednosmernosť prírodných procesov, aplikovanú na termodynamické procesy. Existuje niekoľko ekvivalentných formulácií. Prvý vyslovil Clausius (r.1850):

1. *Teplo nemôže prechádzať samovoľne z telesa chladnejšieho na teplejšie.* Túto na prvý pohľad samozrejmu axiómu, ktorú ľahko pochopíme, pretože vyjadruje naše empirické skúsenosti, má už menej samozrejmé dôsledky, obsiahnuté v ďalšej formulácii, ktorej autormi sú Thompson a Planck (r.1851):
2. *Nemožno zostrojiť periodicky pracujúci tepelný stroj, ktorý by nespôsobil iné zmeny, než by produkoval prácu odnímaním ekvivalentného množstva tepla z jedného zdroja so stálou teplotou.* Takéto zariadenie nazval Ostwald perpetuum mobile 2. rádu a jeho bloková schéma je na obr.7.12. Umožňovalo by získavanie práce z prakticky nekonečnej zásoby tepla okolia (vody, vzduchu, pôdy).



br.5.1 Perpetuum mobile 2.rádu
bloková schéma



obr.5.2 Perpetuum mobile 2.rádu
principiálna schéma

Perpetuum mobile 2. rádu neodporuje zákonu zachovania energie, ale je v rozpore s 2. zákonom termodynamiky o prirodzenom smere vývoja javov, vyjadrenom pre termodynamické procesy v Clausiusovej formulácii. Dôkazom je napr. činnosť zariadenia podľa schémy na obr. 5.2.

Zásobník tepla je rozdelený priehradkou na dve časti. Na začiatku činnosti v čase $\tau = 0$ je teplota v oboch častiach vyrovnaná, $T_1 = T_2$. Motor M odoberá teplo Q z časti I. zásobníka, mení ho na mechanickú prácu A , ktorá sa v časti II. zásobníka mení prostredníctvom rotora R na trenie, t. j. teplo. Celé zariadenie je od okolia izolované, vonkajšie vplyvy sú vylúčené. V dôsledku činnosti zariadenia by sa ľavá časť zásobníka neustále ochladzovala, pravá časť otepľovala, teda uskutočňoval by sa *samovolne* (bez dodania *vonkajšej* práce) prechod tepla z telesa chladnejšieho na teplejšie, čo odporuje Clausiusovej formulácii.

3. Entropia izolovanej sústavy môže len narastať

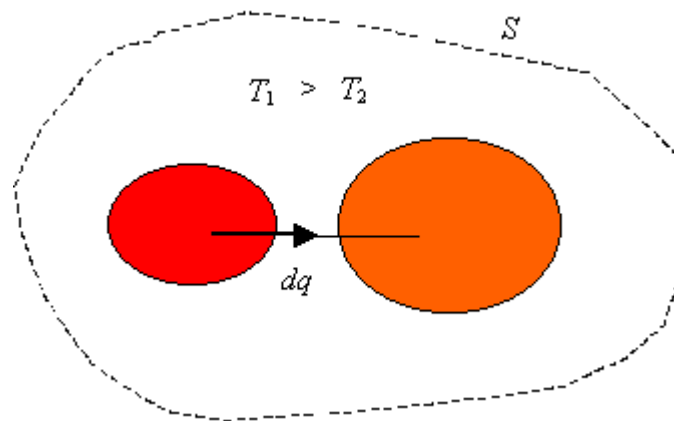
Lahko dokážeme, že aj táto formulácia vyplýva z formulácie prvej - Clausiusovej. Sledujme zmenu entropie izolovanej sústavy, v ktorej sa nachádzajú telesá s rôznymi teplotami, pre jednoduchosť uvažujme dve telesá s teplotami T_1 a T_2 (obr. 5.3.):

- a. Ak $T_1 = T_2$, teplo sa nevymieňa, $dq = 0$, zmena entropie sústavy daná súčtom zmien entropií jej prvkov je nulová.

$$ds = ds_1 + ds_2 = 0$$

- b. Ak $T_1 > T_2$, (teplo prechádza z telesa teplejšieho na chladnejšie) vymení sa za čas $d\tau$ teplo dq a entropia sústavy sa zmení tak, že jedna časť sústavy teplo odovzdá ($-dq$) druhá časť sústavy teplo získa ($+dq$)

$$ds = ds_1 + ds_2 = -\frac{dq}{T_1} + \frac{dq}{T_2} = dq \left(-\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) > 0$$



obr.5.3 Prenos tepla v izolovanej sústave

5.2 2. ZÁKON A ENTROPIA

Z príkladu na obr.5.3 je zrejmé, že rast entropie súvisí s výmenou tepla medzi dvomi zásobníkmi s teplotami T_1 a T_2 . Odovzdávaním tepla sa postupne teploty vyrovnávajú, rast entropie sa spomaľuje, sústava speje k rovnovážnemu stavu, pri ktorom sa teploty vyrovnajú a entropia dosiahne maximum. *Entropia* je teda *mierou vývoja stavu*, mierou rovnovážnosti stavu. V rovnovážnom stave predstavuje sústava jeden zásobník tepla jednej teploty a podľa Planckovej formulácie nie je schopná vykonávať prácu. Naopak, s rastúcim rozdielom teplôt zdroja a chladiča účinnosť premeny tepla na prácu narastá (ako vyplýva z rozboru priameho Carnotovho obehu, preberaného v kap.4.3). Z tohto hľadiska možno chápať *entropiu ako mieru degradácie energie*, rovnovážny stav s maximom entropie reprezentuje totálnu degradáciu energie. 2. zákon nemá matematickú formuláciu. Niekedy za ňu býva považovaný vzťah

$$\oint ds = 0$$

podľa ktorého je entropia stavová veličina. Z neho vyplýva ďalej, že pre uskutočnenie tepelného obehu po uzavretej krivke, musíme teplo do obehu aj privádzať ($dq > 0$) aj odvádzať ($dq < 0$). To sme už dokázali v úvodnej kapitole o obehoch (kap.4.1), rovnica (4-1).

Nemôže teda existovať perpetuum mobile 2. rádu, podľa obr.5.1 - v súlade s 2. (Planckovou) formuláciou 2. zákona termodynamiky.

5.3 TRETÍ ZÁKON TERMODYNAMIKY

Hovorí, že *nemožno zostrojiť chladiaci stroj, ktorý by vychladil látku na absolútnu nulu $T = 0$ K*. Je zovšeobecnením experimentálne overených poznatkov, že pri $T \rightarrow 0$ sa entropia, tepelná rozťažnosť a tepelná vodivosť všetkých látok blížia k nule. Pre predmet našich ďalších úvah nie je tento zákon dôležitý, preto sa s ním nebudeme podrobnejšie zaoberať.

6. Termodynamika pár

Učebný cieľ kapitoly

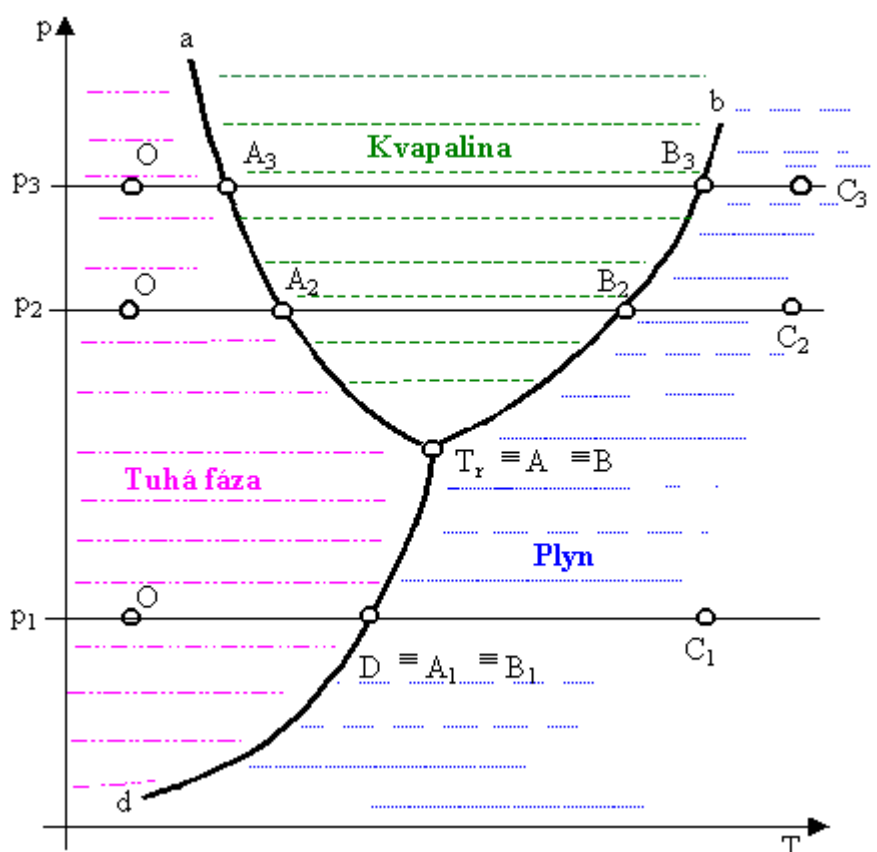
Cieľom tejto kapitoly je zvládnutie problematiky termodynamiky vodnej pary vrátane jej diagramov. Čitateľ by mal vedieť určiť parametre vodnej pary v oblasti mokrej, sýtej i prehriatej pary použitím $i - s$ diagramu. Mal by vedieť použiť tento diagram na zostavenie expanznej čiary ideálnej i skutočnej expanzie pary v parnej turbíne.

6.1 ZÁKLADNÉ FORMULÁCIE

Pary vznikajú pri zmene skupenstva kvapalného na plynné. V tejto súvislosti hovoríme o nasledujúcich procesoch:

1. **Vyparovanie** je premena kvapaliny na paru pri teplote bodu varu pri danom tlaku. *Teplota bodu varu závisí od tlaku*, s rastúcim tlakom rastie a naopak. *Pri konštantnom tlaku sa teplota v priebehu vyparovania nemení*. Ak je vznikajúca para v styku s vyparujúcou sa kvapalinou, nemôže teplota žiadnej zložky prekročiť teplotu bodu varu. Teplotu pary možno zvyšovať až po odparení celého množstva kvapaliny, resp. ak sa para oddelí od odparujúcej sa kvapaliny, ako je to pri prehrieváčoch parných kotlov.
2. **Odparovanie** je tvorenie pary len na povrchu kvapaliny pri rôznych teplotách. Podstata tohto procesu spočíva v tom, že molekuly kvapaliny na jej povrchu, ktoré majú vzhľadom na ostatné veľkú kinetickú energiu, prekonávajú tiažové sily a vyletujú do okolitého priestoru. Intenzita odparovania rastie s teplotou. Pri odparovaní klesá teplota kvapaliny, pretože stratou molekúl s veľkou kinetickou energiou sa stredná kinetická energia kvapaliny znižuje. Kvapalina sa môže celkom odpariť, ak je nad ňou neobmedzený priestor, t.j. vzduch sa nemôže nasýtiť.
3. **Var**. Pri prívode tepla kvapaline sa zvyšuje jej teplota. Pri určitej teplote, závislej od druhu kvapaliny a tlaku, nastáva vyparovanie v celom objeme. Bublínky pary vznikajú na povrchu výhrevnej plochy aj vo vnútri kvapaliny. Tento proces sa nazýva var. Intenzita vzniku bublín na povrchu výhrevnej plochy závisí od hustoty tepelného toku do nej dodávanej [Wm^{-2}]. Pri určitej - kritickej hodnote zlejú sa bublinky na výhrevnej ploche v jeden celok a vytvoria súvislú parnú blanu. Vzniká tak z varu, zvaného *bublínkový*, var zvaný *blanový*. Blanový var je pri parných generátoroch nežiadúci jav, pretože parná blana predstavuje tepelný izolátor, ktorý znižuje intenzitu prenosu tepla.
4. **Kondenzácia** je premena pary na kvapalinu, t.j. proces opačný ako var, vyvolaný odnímaním tepla pare. Analogicky ako pri vare môže existovať kondenzácia *kvapková* alebo *blanová*. Charakter kondenzácie závisí - okrem intenzity chladenia povrchu - od zmáčanlivosti kondenzujúcej kvapaliny.
5. **Sublimácia** je premena látky zo stavu tuhého priamo na stav plynný (bez prechodu cez stav kvapalný).

6. Desublimácia je opačný proces ako sublimácia.



obr.6.1 Oblasti skupenstva látky

Existencia látok v tuhom, kvapalnom či plynnom skupenstve závisí od tlaku a teploty. Sledujme teraz tieto premeny, vyvolané dodávkou tepla, v diagrame p - T obr. 6.1. Predpokladajme, že určitej látke v tuhom stave budeme dodávať teplo pri konštantnom tlaku (napr. zo stavu "0" pri tlaku p_2). Potom sa uskutočnia nasledujúce procesy:

- zohrievanie na teplotu tavenia t_A (0-A) a rozpustenie pri tejto teplote
- zohrievanie kvapaliny na teplotu bodu varu t_B (A-B) a jej odparenie pri tejto teplote (sprevádzané značným rastom objemu)
- prehrievanie pary z teploty bodu varu na teplotu vyššiu (B-C)

Pri zmene tlaku bude sa poloha bodov A, B v diagrame meniť. Ak bude skúmanou látkou voda, potom s rastúcim tlakom (napr. pri tlaku p_3) bude sa bod A_3 približovať k osi p (pretože s rastúcim tlakom sa znižuje teplota topenia ľadu) a naopak - bod B vzdäľovať od osi p (pretože s rastúcim tlakom rastie teplota bodu varu), t.j. s rastúcim tlakom budú sa body A, B od seba vzdäľovať a naopak s klesajúcim tlakom približovať. Množina všetkých stavov A je *medzná krivka a*, oddeľujúca oblasť tuhej fázy od fázy kvapalnej, množina všetkých stavov B je *medzná krivka b*, oddeľujúca oblasť kvapalnej fázy od fázy plynnej.

Pri znižovaní tlaku sa obidve krivky postupne približujú až pri určitom tlaku sa stretnú v bode T_r , ktorý sa nazýva *trojný bod*. Každá látka má v trojnóm bode jednoznačné hodnoty stavových veličín, napr. voda: $p_{Tr} = 0,612 \text{ kPa}$; $t_{Tr} = 0,01^\circ\text{C}$. Každá látka môže pri tlaku a teplote zodpovedajúcej trojnému bodu (patrí súčasne krivke *a* a *b*) existovať vo fáze tuhej, kvapalnej aj plynnej.

Ak privádzame teplo tuhej látke pri tlaku nižšom ako zodpovedá trojnému bodu (napr. pri tlaku p_1 z východiskového stavu "0"), potom látka pri určitej teplote, zodpovedajúcej bodu D, prejde priamo zo stavu tuhého priamo na stav plyný bez toho, že by prešla stavom kvapalným. Tento proces sme už definovali ako sublimáciu. Ak vynesieme do diagramu všetky body D pri $p < p_{Tr}$, dostávame *medznú krivku d*, ktorá určuje teplotu sublimácie v závislosti od tlaku a oddeľuje oblasť tuhej fázy od plynnej.

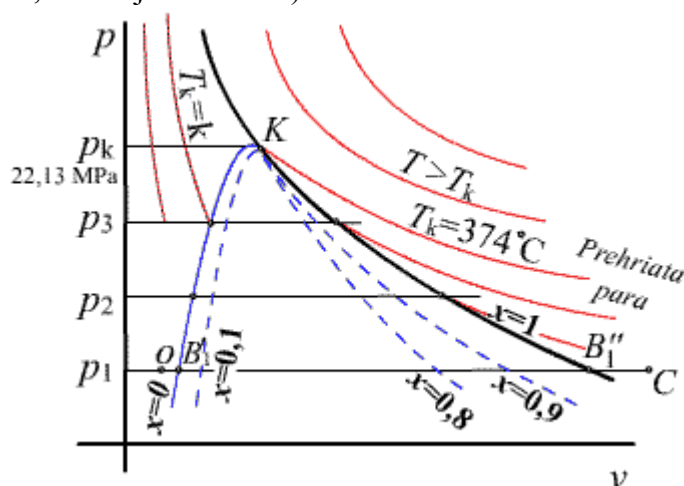
6.2 DIAGRAM VODNEJ PARY

V energetických strojoch sa používa ako pracovné médium voda a vodná para s parametrami dostatočne vzdialenými od medzných kriviek *a* a *d* na obr. 6.1. Budeme sa preto ďalej zaoberať len oblasťou kvapalnej a plynnej fázy vody v súradnicových systémoch v technickej termodynamike používaných, t.j. p - v , T - s , i - s .

6.2.1 p - v diagram a základné pojmy

V praxi sa používa zriedka, avšak pre objasnenie zmien, ktoré pri premene vody na paru prebiehajú, je najvhodnejší.

Sledujme proces dodávky tepla vode pri $p = \text{const.}$ na obr. 6.2. Za počiatočný stav zvolíme napr. stav "0" pri tlaku $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$ a teplote o niečo vyššej ako 0°C . S dodávkou tepla sa zvyšuje teplota vody, čím rastie jej objem až do bodu B'_1 , pri ktorom dosiahne teplotu bodu varu $t_{B1} = t'$ (pre tlak $0,1 \text{ MPa}$ je $t' = 100^\circ\text{C}$).



obr.6.2 p - v diagram vodnej pary

Objem zodpovedajúci bodu B' označme v' . Teplo, prevedené od stavu "0" do stavu B' sa nazýva *kvapalinové teplo* $q_{0,B'} = q_k [\text{Jkg}^{-1}]$. Je to množstvo tepla, potrebné na izobarický ohrev 1 kg vody z teploty 0°C na teplotu bodu varu pri danom tlaku.

Pri ďalšej dodávke tepla vzniká para, objem rýchlo narastá. Pracovná látka je zmes vody a pary, ktorú nazývame *mokrou parou*. Jej zloženie udávame hmotnostnou koncentráciou pary v zmesi, tzv. *suchosťou pary* - x :

$$x = \frac{m_{\text{pary}}}{m_{\text{mokr. pary}}} = \frac{m_p}{m_p + m_v}$$

Napr. $x = 0,9$ znamená, že v mokrej pare je ešte 10% vody. Pokiaľ sa všetka voda neodparí, je teplota v priebehu odparovania stála (samozrejme, predpokladáme stále $p = \text{const.}$). Odparovanie je ukončené v bode B'' , ktorému zodpovedá teplota $t_{B''} = t''$, pričom $t'' = t'$, čo znamená, že *izoterma je na úseku $B'_1 B''_1$ totožná s izobarou*. Para v bode B'' má teplotu bodu varu pri danom tlaku, neobsahuje však žiadnu vodu a nazývame ju *suchou* alebo *sýtou*.

parou. Na zmenu stavu z B'(bod varu) do B" (sýta para) treba dodať tzv. *výparné teplo* - r [Jkg^{-1}]. Ak budeme zo stavu B" ďalej dodávať teplo, bude sa zvyšovať teplota a objem pary, z pary suchej sa stane *para prehriata*. Rozdiel teplôt, zodpovedajúci stavom B" a C, t.j. $t_c - t_{B''}$ sa nazýva *prehriatie pary* a teplo $q_{C-B''} = q_{pr}$ [Jkg^{-1}] prehrievacie teplo.

Zopakujme tento proces pre iné tlaky $p_2, p_3, \dots$ atď. a na každej izobare vyznačme charakteristické body B', B'', v ktorých sa z hľadiska fázy mení kvalita procesu. Spojením všetkých stavov daných bodmi B', t.j. stavov bodu varu, dostávame tzv. *dolnú medznú krivku* - DMK, spojením všetkých stavov daných bodmi B'', t.j. stavov sýtej pary, dostávame tzv. *hornú medznú krivku* - HMK. HMK a DMK rozdeľujú celý diagram podľa obr. 6.2 na tri oblasti:

Oblasť vody (vľavo od DMK), oblasť *mokrej pary* (medzi DMK a HMK) a oblasť *prehriatej pary* (vpravo od HMK). Podľa definície je zrejmé, že hodnota suchosti na DMK - $x = 0$ a na HMK - $x = 1$, celá oblasť medzi DMK a HMK je rozdelená čiarami konštantnej suchosti $x \in \langle 0, 1 \rangle$.

Stavové veličiny na DMK sa označujú s jednou čiarkou (v', u', i', s'), *veličiny na HMK s dvoma čiarkami* (v'', u'', i'', s''). Sú usporiadané v parných tabuľkách podľa tlakov a teplôt.

S rastúcim tlakom sa oblasť odparovania B', B'' neustále zužuje výparné teplo klesá, až pri určitom tlaku splynú obidva body v jeden, zvaný *kritický bod* - $K \equiv B' \equiv B''$, t.j. voda prechádza v sýtu paru bez postupného zväčšovania objemu, bez prechodu cez oblasť mokrej pary. Stavové veličiny kritického bodu sa nazývajú kritické a označujú sa p_k, v_k, t_k . Pre vodu je *kritický tlak* $p_k = 22,13 \text{ MPa}$ a jemu zodpovedajúca *kritická teplota* $t_k = 374^\circ\text{C}$ (je teplotou bodu varu pre tlak p_k). Pri vyššom tlaku ako p_k premení sa voda v sýtu paru pri teplote t_k , kritická izoterma t_k je hranicou medzi vodou a prehriatou parou pri nadkritických tlakoch. *Pri teplote vyššej ako je kritická teplota $t_k = 374^\circ\text{C}$, nemôže voda existovať v kvapalnom stave, všetky izotermy $t > t_k$ ležia v oblasti prehriatej pary.*

6.2.2 T-s a i-s diagram

Podľa definičných rovníc pre entalpiu a entropiu možno vypočítať pre každý stav, zadany základnými stavovými veličinami, hodnotu entalpie a entropie a každému bodu v súradnicovom systéme p - v priradiť tak bod v súradnicovom systéme T - s , resp. i - s . Takto možno transformovať všetky krivky diagramu vodnej pary.

Diagram T - s je na obr. 6.3, diagram i - s na obr. 6.4. Parametre pary používané v parných motoroch sa nachádzajú len v časti celej oblasti diagramu, vyznačenej na obr. 6.4. čiarkovane. Pre lepšiu prehľadnosť sa používa v praxi len táto časť diagramu, ktorá je podrobnejšie rozkreslená na obr. 6.5.

6.3 STAVOVÉ A ENERGETICKÉ VELIČINY VODNEJ PARY

Vypočítajú sa z veličín na dolnej (v', u', i', s') a hornej medznej krivke (v'', u'', i'', s''), ktoré sú uvedené v tabuľkách vodnej pary.

6.3.1 Oblasť vody

Z i - s diagramu vidieť (obr. 6.4), že izobary prakticky splývajú s dolnou medznou krivkou. Z toho vyplýva, že vlastnosti vody prakticky nezávisia od tlaku. Pre približné výpočty stačí zjednodušenie

$$v \doteq v'$$

Podobne môžeme približne predpokladať, že merný objem je lineárnou funkciou teploty

$$v = v_0 (1 + \beta_v t)$$

$$v' = v_0 (1 + \beta_v t')$$

kde v_0 je merný objem pri teplote $t_0 = 0^\circ\text{C}$.

Merné tepelné kapacity pri stálom tlaku a objeme sú vzhľadom na malú stlačiteľnosť vody prakticky rovnaké a v malom rozsahu teplôt ich môžeme považovať za konštantné, resp. pre väčší rozsah teplôt počítať so strednou hodnotou z daného rozsahu. Ďalej treba pripomenúť, že entalpia je množstvo tepla, potrebné na zohriatie 1 kg látky z nulového stavu (0°C) na daný stav (danú teplotu) pri konštantnom tlaku, teda

$$i \doteq q = c_{sp} t$$

$$i' \doteq q_k = c_{sp} t'$$

pretože sme definovali $i_0 = 0$ pri $t_0 = 0^\circ\text{C}$.

Vnútoraná energia z 1. zákona termodynamiky pre izobarický ohrev, $p = \text{const.}$

$$dq = du + p dv$$

$$u - u_0 = q - p(v - v_0)$$

kde $u_0 = 0$ pre $t_0 = 0^\circ\text{C}$.

Podľa hore uvedených rovníc je $q \doteq i$, potom

$$u = i - p(v - v_0)$$

čo je v súlade s definíciou entalpie.

Entropia

$$s = \int_{273}^T \frac{dq}{T} = \int_{273}^T \frac{cdT}{T} = c \ln \frac{T}{273}$$

6.3.2 Oblast' mokrej pary

Stav mokrej pary je určený dvoma stavovými veličinami, najčastejšie tlakom a suchosťou x . Veličiny mokrej pary vypočítame z danej suchosti a veličín na dolnej a hornej medznej krivke.

Merný objem

$$v_x = (1 - x)v' + xv'' = v' + (v'' - v')x$$

Podobne počítame entalpiu a entropiu

$$i_x = i' + (i'' - i')x = i' + rx$$

$$s_x = s' + (s'' - s')x = s' + \frac{r}{T'}x$$

kde $r = i'' - i'$ je výparné teplo a

$$s'' - s' = \int_{T'}^T \frac{dq}{T} = \frac{1}{T'} \int_{T'}^T dq = \frac{r}{T'}$$

pretože v priebehu odparovania je $T = T' = T'' = \text{const.}$

Vnútoraná energia

$$u_x = u' + (u'' - u')x$$

resp.

$$u_x = i_x - p(v_x - v_0)$$

6.3.3 Oblast' prehriatej pary

Stav prehriatej pary je určený dvoma základnými stavovými veličinami, najčastejšie tlakom a teplotou. Prehriatu paru možno pokladať za reálny plyn, ktorý má

$$c_v = f_{v(p,T)}$$

$$c_p = f_{p(p,T)}$$

Stavovú rovnicu najčastejšie vyjadrujeme v tvare

$$p v = R_{(p,T)}^* T$$

Taktiež adiabatický exponent

$$\kappa = f_{(p,T)}$$

Používané sú stavové rovnice rôznych autorov.

Entalpia

$$i_p \doteq q_p = q_k + r + c_p (t - t'') = i' + r + c_p (t - t'') = i'' + c_p (t - t'')$$

kde c_p je stredná hodnota v rozsahu t, t'' .

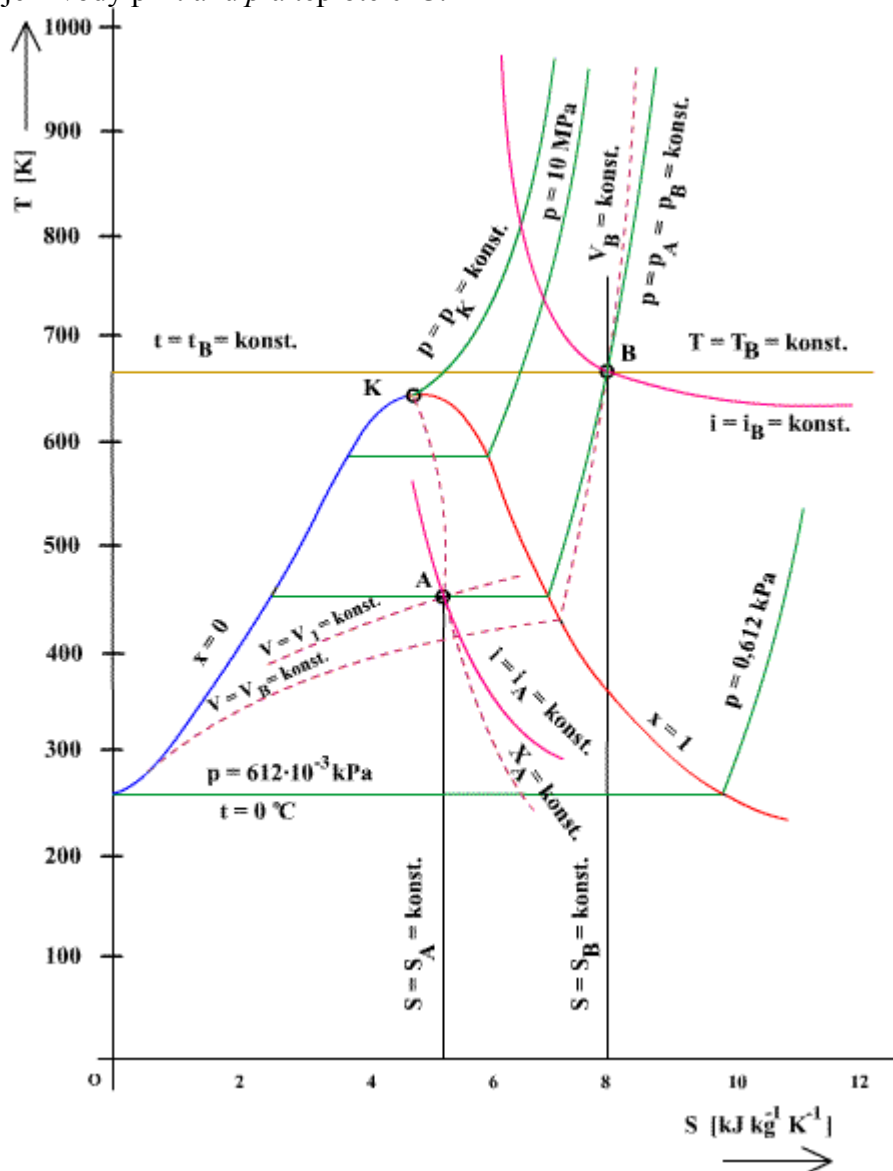
Entropia

$$s_p = c \ln \frac{T'}{273} + \frac{r}{T'} + c_p \ln \frac{T}{T'}$$

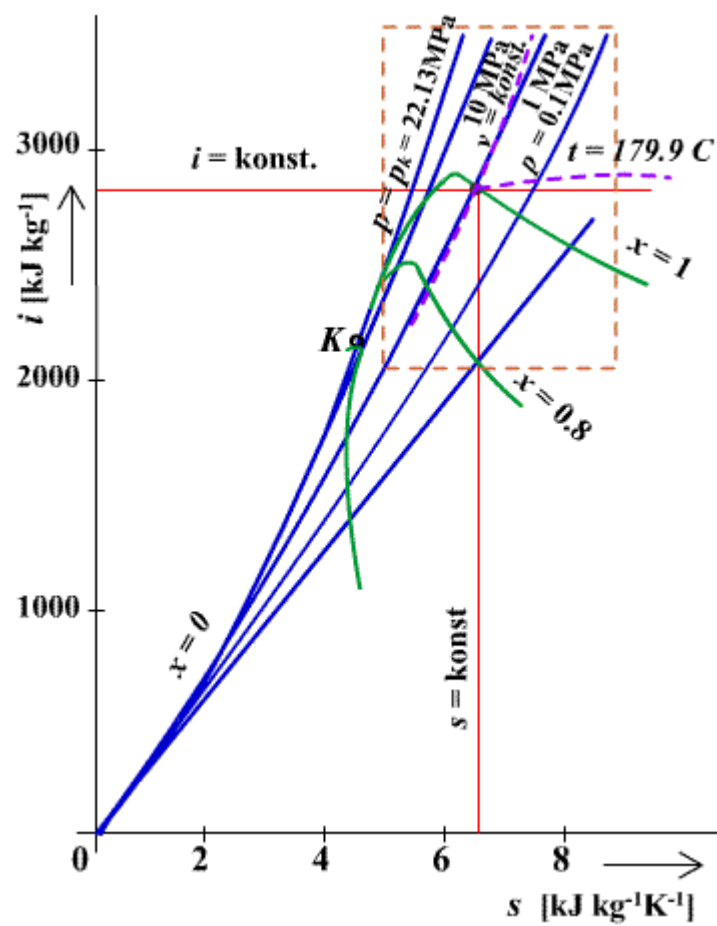
Vnútoraná energia

$$u_p = i_p - p(v_p - v_0)$$

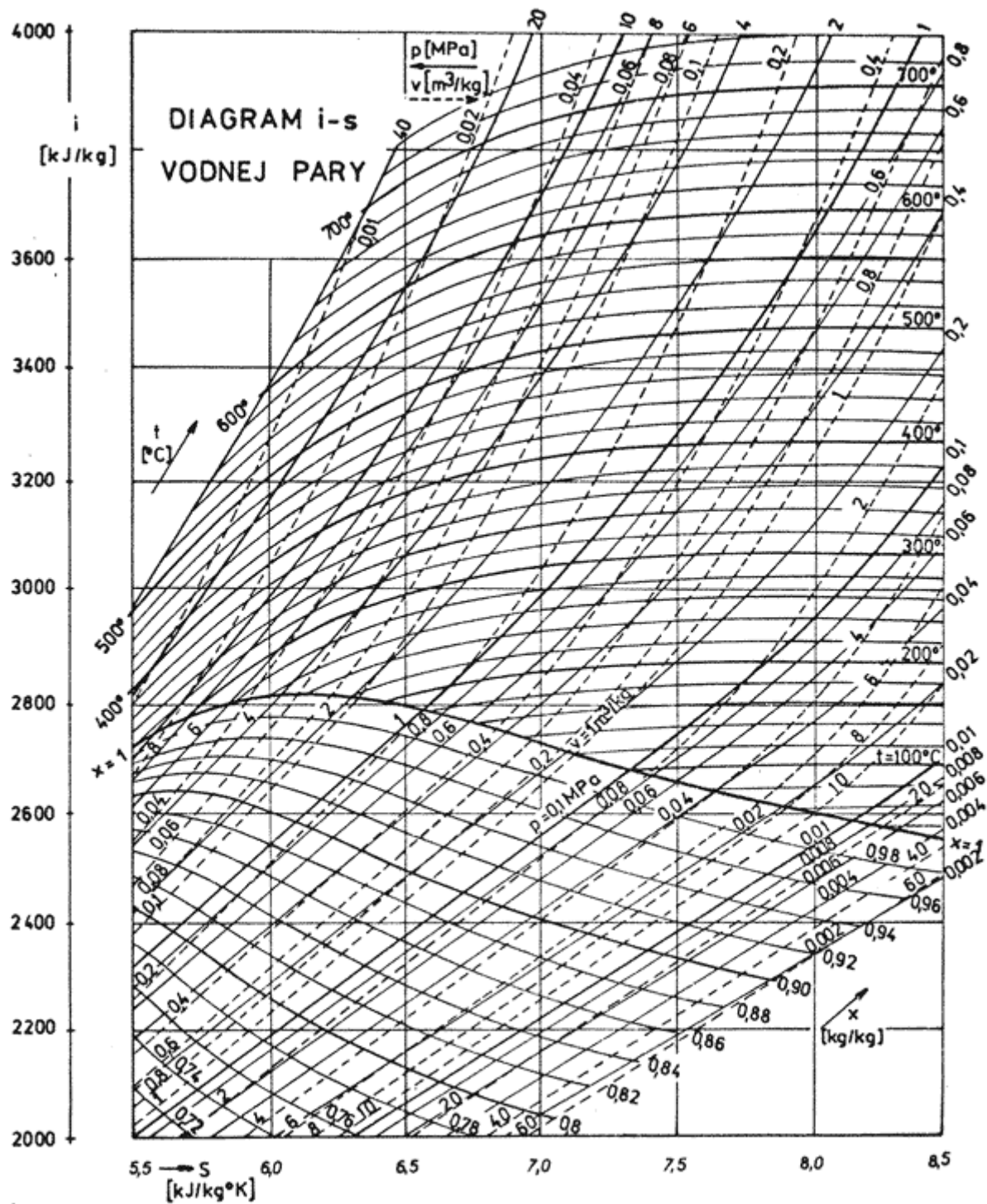
kde v_0 je objem vody pri tlaku p a teplote 0°C .



obr.6.3 T-s diagram



obr.6.4 i - s diagram



obr.6.5 i - s diagram vodnej pary - pracovná oblasť

7. Priame obehы v oblasti mokrej pary

Učebný cieľ kapitoly

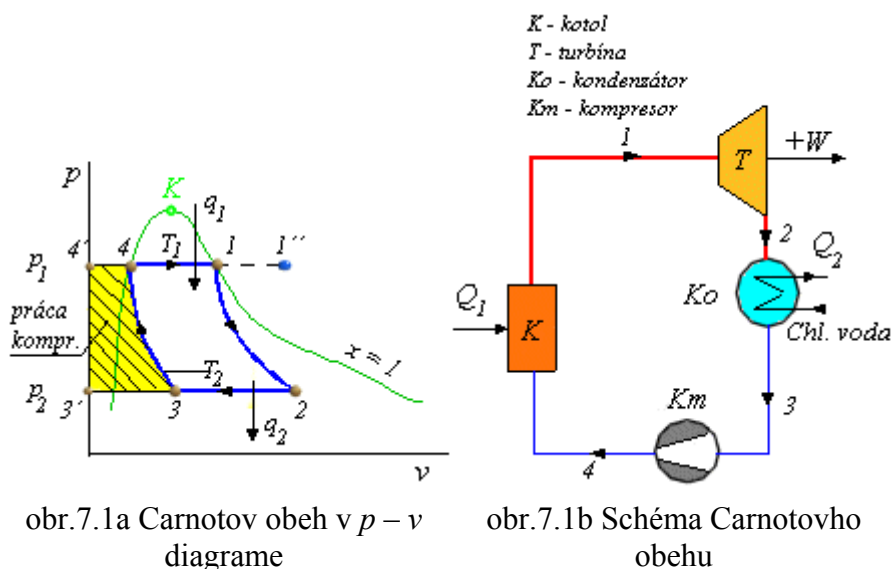
Cieľom tejto kapitoly je ozrejmiť problematiku obehov klasických i jadrových elektrární. Čitateľ by mal pochopiť princíp Clausius-Rankinovho obehu ako aj jeho upravené formy s cieľom zvýšenia termodynamickej účinnosti obehu. Mal by zvládnuť spôsob realizácie týchto obehov ako aj vykonať tepelnú bilanciu jednotlivých základných typov klasických i jadrových elektrární.

Ďalším cieľom tejto kapitoly je naučiť sa princípy paro-plynového cyklu a jeho praktickej realizácie.

Čitateľ by mal vedieť porovnať tepelné účinnosti jednotlivých typov elektrární, a zhodnotiť ich výhody a nevýhody.

7.1 CARNOTOV OBEH V OBLASTI MOKREJ PARY

Zamerajme sa teraz len na obeh priamy, ktorého ďalšou úpravou získame teoretický obeh kondenzačnej parnej elektrárne.



obr.7.1a Carnotov obeh v $p-v$ diagrame

obr.7.1b Schéma Carnotovho obehu

Carnotov obeh v oblasti mokrej pary je na obr.7.1a. Sled základných termodynamických zmien stavu je rovnaký ako v oblasti plynu, tvar obehu v súradniciach $p-v$ je v mokrej pare odlišný. Rozoberme teraz jednotlivé zmeny, uveďme odlišnosti oproti oblasti plynu a navrhujeme zariadenia, ktoré budú tieto zmeny realizovať. Obeh je znázornený na obr.7.1b.

1-2: adiabatická expanzia, znázorní sa podobne ako v oblasti plynu

- nie je podstatný rozdiel oproti plynu
- možno realizovať ako expanziu v parnej turbíne T, dokonale izolovanej pre splnenie podmienky $dq = 0$

2-3: izotermická kompresia $T_2 = const.$

- podstatný rozdiel oproti plynu (kde je izoterma krivkou $p v = \text{const}$). V oblasti mokrej pary je izoterma súčasne izobarou. Ide o kompresiu len v zmysle zmenšovania objemu, nie v zmysle zvyšovania tlaku,
- fyzikálne predstavuje zmena 2-3 izobarickú kondenzáciu pary. Realizuje sa odoberaním tepla q_2 v tepelnom výmenníku, zvanom kondenzátor Ko

3-4: adiabatická kompresia, znázorní sa podobne ako v oblasti plynu

- nie je podstatný rozdiel oproti plynu
- možno realizovať "kompresorom" Km

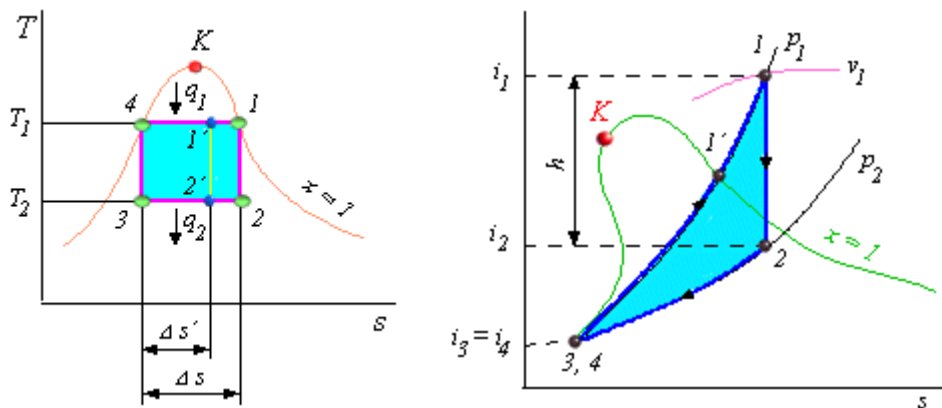
4-1: izotermická expanzia $T_1 = \text{const}$.

- podobný rozdiel ako pri zmene 2-3. Ide o expanziu len v zmysle zväčšovania objemu, nie v zmysle znižovania tlaku
- fyzikálne predstavuje zmena 4-1 odparovanie vody z teploty bodu varu na stav sýtej pary. Realizuje sa dodávkou tepla q_1 v parnom kotli K (tiež parogenerátor)

Práca získaná pri expanzii v turbíne je daná plochou 1,2,3',4', práca dodaná na kompresiu v kompresore plochou 3,4,3',4', výsledná práca je rovná ploche obehu.

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Vzťah pre účinnosť Carnotovho obehu hovorí, že účinnosť nezávisí od toho, či je para sýta alebo mokrá. V T - s diagrame na obr.7.1 je porovnanie obehu s mokrou parou (1',2',3,4) a sýtou parou (1,2,3,4). Obedva obehy majú rovnakú účinnosť, hoci práca získaná z 1 kg pary je pri obehu so sýtou parou väčšia.



obr.7.2 Carnotov obeh - vplyv suchosti pary

Carnotov obeh v oblasti mokrej pary sa v popísanej podobe nerealizuje, pretože má niektoré nevýhody:

1. neuskutočňuje úplnú kondenzáciu pary. Dokončenie kondenzácie má prebiehať v "kompresore" pri adiabetickej kompresii. Zariadenie pre adiabeticke skvapalňovanie je technicky ťažko realizovateľné, okrem toho pre veľké objemy pary na vstupe vyšlo by veľmi rozmerné a spotrebovalo by veľkú prácu, znázornenú na obr.7.2 vyšrafovanou plochou

2. rozmery "kompresora" a kompresná práca sa budú zväčšovať pri prechode k výhodnejším teplotám, t.j. k vyššej teplote T_1 a nižšej teplote T_2
3. Carnotov obeh neumožňuje prehriatie pary (posun stavu 1 po izobare smerom doprava), ktorým získavame z 1 kg pary väčšiu prácu. Izobara 1-1" (pozri diagram $p-v$ na obr.7.2) nie je už totiž izotermou a obeh prestáva byť Carnotovým.

Uvedené nedostatky rieši obeh Clausius-Rankinov (ďalej len Rankinov obeh), popísaný v nasledujúcej kapitole.

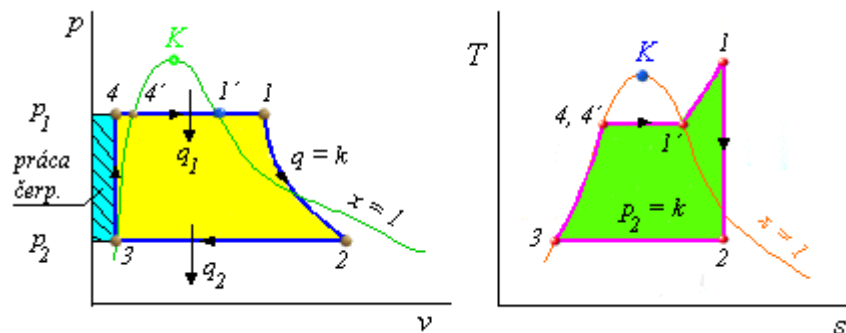
7.2 CLAUSIUS-RANKINOV OBEH

Rankinov obeh v súradniciach $p-v$, $T-s$, je na obr.7.3a, principiálna schéma na obr.7.3b.

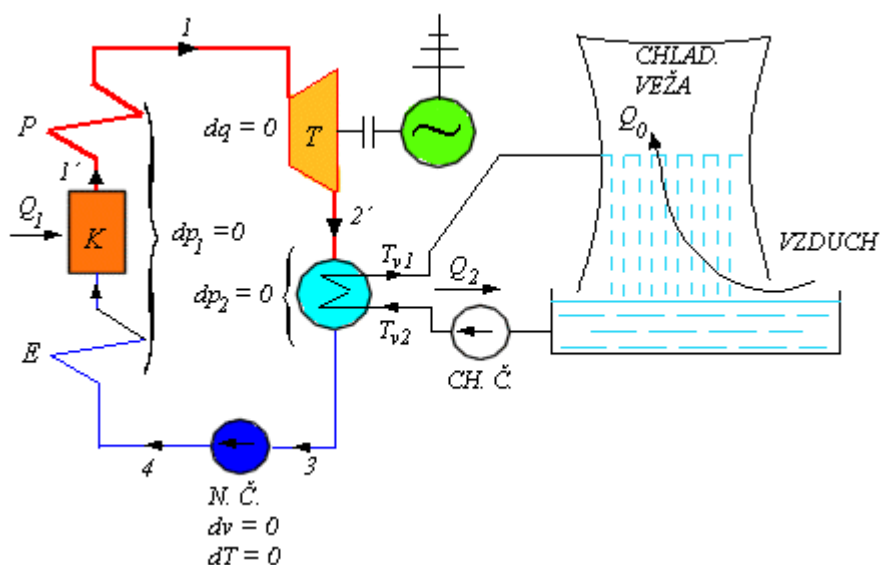
Obeh sa líši od Carnotovho v tom, že:

1. uskutočňuje úplnú kondenzáciu pary, čím sa zmenšia rozmery čerpadla a práca potrebná na stláčanie (pozri $p-v$ diagram 7.3a a porovnaj s Carnotovým obehom 7.1a).
2. posúva výstupný stav z kotla do oblasti prehriatej pary, čím sa zväčšuje plocha obeh, a tým aj práca, získaná z 1 kg pary.

V diagramoch je zakreslená vratná adiabatická expanzia v turbíne, t.j. $ds = 0$. ($dq = 0$)



obr.7.3a Diagramy Rankinovho obeh



obr.7.3b Rankinov obeh - principiálna schéma s chladením chladiacej vody kondenzátora v chladiacich vežiach

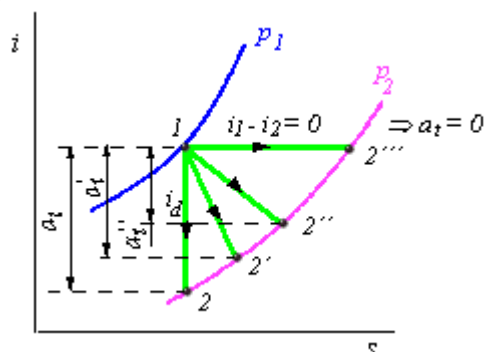
Principiálne schéma technickej realizácie sa len málo líši od Carnotovho obehu. Pribudol len prehrievač pary P, uskutočňujúci prehrievanie pary ($1' - 1$) a predhrievač napájajúcej vody pred kotlom E (ekonomizér), ktorý využíva teplo dymových plynov pred vstupom do komína na predhrievanie vody na teplotu bodu varu ($4 - 4'$). Pre úplnosť je zakreslený aj okruh chladiacej vody. Oteplená voda z kondenzátora vstupuje do chladiacej veže, v ktorej sa rozvádza po celom priereze, padá dolu proti prúdiacemu vzduchu a odovzdáva mu teplo, získané v kondenzátore, t.j. celé kondenzačné teplo pary q_2 . Alternatívou tohto zatvoreného chladiaceho okruhu je chladenie prietokové používané tam, kde je k dispozícii dostatočný vodný zdroj (rieka, jazero). Studená voda sa čerpá zo zdroja do kondenzátora a oteplená sa do zdroja vypúšťa. V oboch prípadoch chladenia je kondenzačné teplo pary odvádzané bez využitia do okolia, čo je hlavnou príčinou nízkej tepelnej účinnosti obehu.

7.3 VNÚTORNÁ TERMODYNAMICKÁ ÚČINNOSŤ ADIABATICKEJ EXANZIE A ENTROPIA

V kapitole 3.3.1. sme definovali vnútornú termodynamickú účinnosť reálnej adiabatickej expanzie (s trením) ako pomer reálnej získanej technickej práce (pri existencii trenia) k ideálnej práci (bez trenia). Podľa (3-24) a obr.3.12 je:

$$\eta_{h\dot{a}} = \frac{\alpha_t'}{\alpha_t} = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2}$$

Na obr.7.4 sú zakreslené expanzie medzi dvoma tlakmi p_1 a p_2 pri rôznom raste entropie v diagrame $i-s$ z rovnakého východzieho stavu.



obr.7.4 Adiabatické expanzie s rôznym rastom entropie

Ako už bolo vysvetlené v kap. 3.3.1. rast entropie je vyvolaný vnútorným trením, ktoré pre pracovnú látku predstavuje dodané teplo ($dq > 0$). Čím väčšie je trenie (dodané teplo) tým

väčší je rast entropie $\left(ds = \frac{dq}{T} \right)$, tým viac sa koniec expanzie (bod 2) posúva po izobare p_2 smerom doprava a tým menšia je získaná práca. Potvrdzuje sa nám záver, ku ktorému sme dospeli v súvislosti s 2. zákonom termodynamiky v kap.5.2, že rast entropie predstavuje degradáciu energie. Hraničnými stavmi na obr.7.4. je ideálna adiabatická zmena (bez trenia) 1-2 a zmena 1-2''' , pri ktorej je práca nulová a energia zmarená. Túto zmenu sme definovali v kap. 3.3.3. ako škrtenie a z fyzikálnej predstavy o procese je jasné, že prácu nezískavame.

Vnútornú termodynamickú účinnosť získavame meraním na skutočných strojoch (ideálnu prácu - výpočtom, $\alpha_t' = i_1 - i_2'$ - meraním na hriadeľi). Pri tepelných bilanciách nie je možné tieto hodnoty zanedbať (považovať približne rovné jednej) pretože sa pohybujú podľa veľkosti a prepracovanosti (najmä aerodynamickej) v hodnotách: pre turbíny $\eta_{h\dot{a}} = 0,7 \div 0,9$ pre turbokompresory $\eta_{h\dot{a}} = 0,5 \div 0,7$.

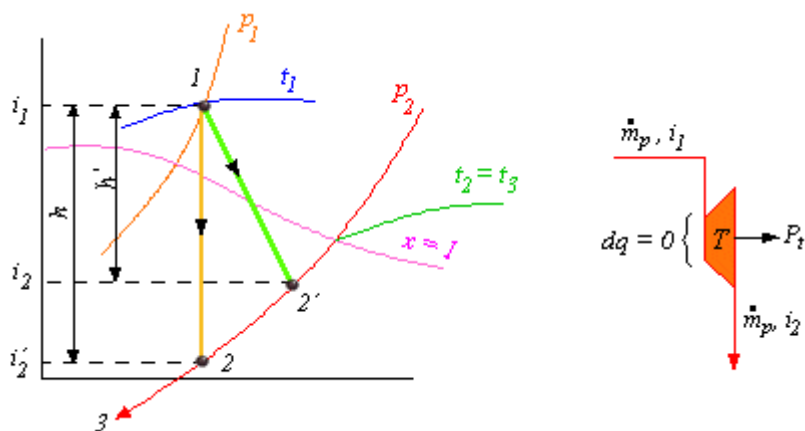
7.4 TEPELNÁ BILANCIA RANKINOVHO OBEHU

Treba určiť spotrebu pary pre daný výkon turbíny (obr.7.5) Sú dané parametre pary na vstupe do turbíny p_1 , t_1 a tlak na konci expanzie p_2 . Vstupnými parametrami je určený stav 1 (začiatok expanzie). Pre vratnú adiabatickú expanziu určíme koniec expanzie - stav 2 - ako priesečník izoentropy s izobarou p_2 . Technická práca vratnej adiabetickej expanzie ($dq = 0$) je z vety o energii:

$$dq = di + da, \Rightarrow a, = i_1 - i_2$$

a výkon turbíny pre prietokové množstvo pary $\dot{m}_p [\text{kg s}^{-1}]$

$$P_t = m_p a_t = m_p (i_1 - i_2) \quad (7-1)$$



obr.7.5 Bilancia parnej turbíny

Podľa predchádzajúcej kapitoly 7.3 pri nevratnej expanzii narastá entropia a konečný stav po expanzii sa posúva po izobare p_2 smerom doprava do stavu 2'. Tým sa znižuje aj rozdiel entalpií, takže skutočná práca, t.j. práca nevratnej expanzie, bude $a'_t = i_1 - i'_2$ a výkon

$$P_t = m_p a_t \quad (7-2)$$

Skutočnú prácu nevratnej expanzie vypočítame potom ako $a_t' = \eta_{iz} a_t$ kde $a_t = i_1 - i_2$, odčítame z i -s diagramu, podľa schémy na obr.7.5. Rozdiel entalpií $i_1 - i_2$, resp. $i_1 - i_2'$, zodpovedajúci získanej práci, sa nazýva tiež *adiabatický spád* a označuje sa h . S týmto označením možno vypočítať entalpiu

$$i_2' = i_1 - h' = i_1 - a_t' \quad (7-3)$$

Merná spotreba pary na 1 kWh

M kg pary odovzdá pri prietoku turbínou prácu

$$A_i = M\alpha_i [J = W_S] = \frac{Mh'}{3.6 \cdot 10^6} [kW_h]$$

kde h' - skutočný adiabatický spád dosadíme v oboch prípadoch v $[Jkg^{-1}]$.

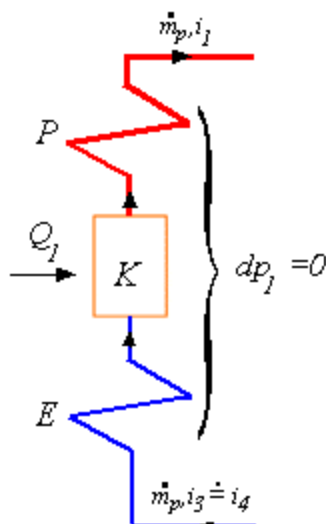
Ak má byť $A_t = 1$ kWh, potom merná spotreba pary

$$M_m = \frac{3,6 \cdot 10^6}{b'} [kg.kWh^{-1}] \quad (7-4)$$

Spotreba paliva v kotle (parogenerátora)

Bilančná schéma kotla je na obr.7.6. Pre dané množstvo pary $\dot{m}_p [kg s^{-1}]$ výhrevnosť paliva $q_n [J kg^{-1}]$ a účinnosť kotla η_k vypočítame dodané teplo z vety o energii:

$$dq = di - vdp$$



obr.7.6 Bilancia kotla

Pre izobarický ohrev je $dp = 0$ a dodané teplo sa rovná zmene entalpie. Pre $\dot{m}_p [kg s^{-1}]$ pary

$$Q_1 = \dot{m}_p (i_1 - i_4) \quad (7-5)$$

V stave 4 je pracovná látka v kvapalnom stave a entalpiu možno vypočítať z mernej tepelnej kapacity a teploty

$$i_4 = ct_4 = i_3 = ct_3$$

kde rovnosť $i_4 = i_3$ platí, pretože platí aj rovnosť $t_4 = t_3$, teplota vody sa pri kompresii v čerpadle prakticky nezmení. Teplota t_3 je teplota kondenzácie pri tlaku p_2 a nájdeme ju v diagrame $i-s$ podľa schémy na obr.7.5 (je to teplota bodu varu pre tlak p_2).

Teplo Q_1 z rovnice (7-5) treba dodať palivom,

$$Q_1 = q_n \dot{m}_{pal} \eta_k \quad (7-6)$$

kde q_n - výhrevnosť paliva $[J kg^{-1}]$

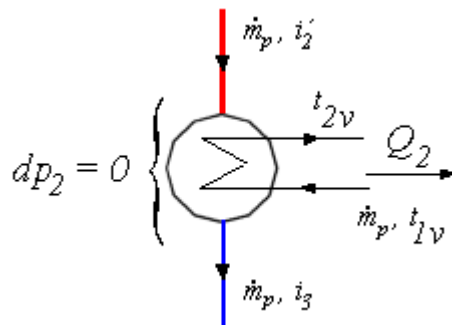
kde $\dot{m}_{pal}$ je spotreba paliva $[kg s^{-1}]$

Z porovnania rovníc (7-5) a (7-6)

$$\dot{m}_{pal} = \frac{\dot{m}_p (i_1 - i_3)}{q_n \eta_k} \quad (7-7)$$

Účinnosti kotlov bývajú podľa veľkosti kotla $\eta_k = 0,7 \div 0,9$.

Spotreba chladiacej vody v kondenzátore



obr.7.7 Bilancia kondenzátora

Bilančná schéma kondenzátora je na obr.7.7. Pre dané množstvo pary $\dot{m}_p [\text{kg s}^{-1}]$ a oteplenie vody v kondenzátore $(t_{2v} - t_{1v}) [^{\circ}\text{C}]$ vypočítame dodané teplo pri izobarickom chladení rovnako ako pri kotle zo zmeny entalpie

$$Q_1 = \dot{m}_p (i_2' - i_3) \quad (7-8)$$

Toto teplo sa musí odvieť chladiacou vodou

$$Q_1 = \dot{m}_v c (t_{v2} - t_{v1}) \quad (7-9)$$

kde $\dot{m}_v$ je prietok chladiacej vody $[\text{kg s}^{-1}]$.

Z rovníc (7-8) a (7-9) je

$$\dot{m}_v = \frac{\dot{m}_p (i_2' - i_3)}{c (t_{v2} - t_{v1})} \quad (7-10)$$

Tepelná účinnosť obehu

Dosadíme do všeobecného vzťahu pre tepelnú účinnosť (4-3) za teplá:

$$\begin{aligned} q_1 &= i_1 - i_3 \\ q_2 &= i_2' - i_3 \\ \eta_t &= 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{i_2' - i_3}{i_1 - i_3} = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_3} \end{aligned} \quad (7-11a)$$

alebo vyjadrené pomocou adiabatického spádu

$$\eta_t = \frac{h'}{i_1 - i_3} \quad (7-11b)$$

7.5 ZVYŠOVANIE ÚČINNOSTI PRIAMEHO RANKINOVHO OBEHU

Účinnosť daná vzťahom (7-11) dosahuje pomerne nízke hodnoty. Pre bežne používané vstupné a výstupné parametre pary sú hodnoty entalpií rádovo asi

$$i_1 \sim 3300 [\text{kJ kg}^{-1}]; i_2' \sim 2000 [\text{kJ kg}^{-1}];$$

$$i_3 \sim 150 \text{ [kJkg}^{-1}\text{]}$$

Po dosadení do vzťahu (7-11) je

$$\eta_t = \frac{3300 - 2000}{3300 - 150} = \frac{1300}{1850} = 0,4$$

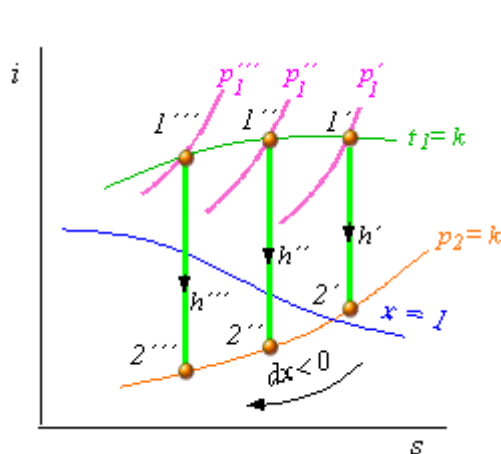
kde čitateľ zlomku, $i_1 - i_2'$ t.j. 1300 kJkg^{-1} , je práca, získaná v turbíne, rozdiel entalpií $i_2' - i_3$, t.j. 1850 kJkg^{-1} , sa odvedie z kondenzátora bez využitia do okolia. Účinnosť premeny tepla z paliva na prácu je ešte nižšia, pretože treba uvažovať ešte účinnosť kotla, t.j. vynásobiť tepelnú účinnosť účinnosťou kotla. Ďalej sa znižuje vlastnou spotrebou.

Účinnosť obehu môžu priaznivo ovplyvniť vstupné a výstupné parametre pary, ako aj niektoré jeho úpravy, ktoré si postupne preberieme.

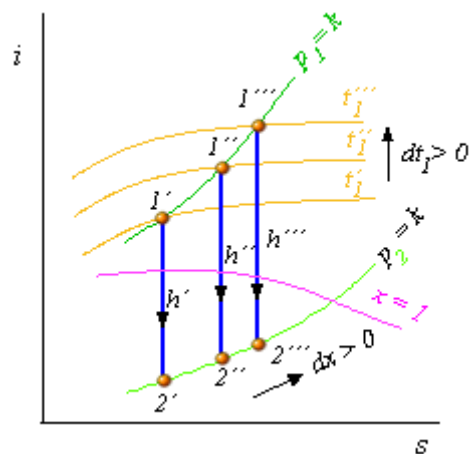
7.5.1 Vplyv vstupných a výstupných parametrov pary

1. Vplyv vstupného tlaku pary p_1

Pre zistenie vplyvu p_1 považujeme za konštantné t_1 a p_2 (obr.7.8). Z obrázka vidieť, že s rastúcim tlakom p_1 rastie aj adiabatický spád, tým aj účinnosť a práca získaná z 1 kg pary. Nepriaznivý vplyv sa prejavuje na konci expanzie, kde sa stav 2 posúva hlbšie do oblasti mokrej pary. Kvapky vody v pare zhoršujú prietokové pomery lopatiek posledných stupňov turbíny a okrem toho pôsobia aj erozívne. Z tohto hľadiska musí byť $x_{2min} \geq 0,88$. Veľkú vlhkosť kompenzuje zvýšenie vstupnej teploty a medziprehrievanie pary (pozri ďalej).



obr.7.8 Vplyv vstupného tlaku - p_1



obr.7.9 Vplyv vstupnej teploty - T_1

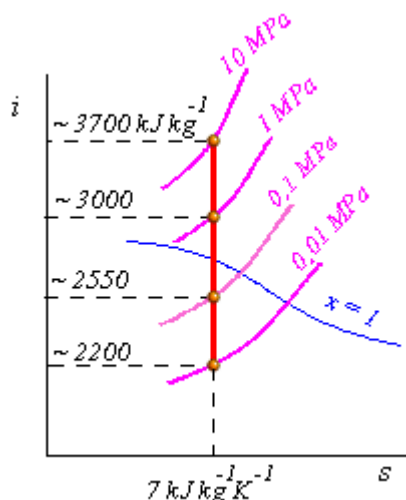
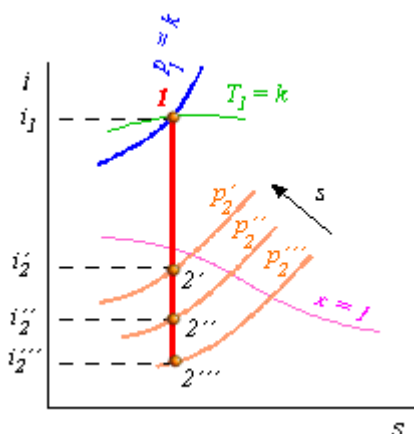
2. Vplyv vstupnej teploty pary t_1

Považujme teraz za konštantné p_1 a p_2 . Ako vidieť z obr.7.9, rastie s teplotou t_1 aj adiabatický spád (v dôsledku rozbiehania izobar), ale súčasne aj entalpia i_1 . Narastanie h a i_1 majú protichodný vplyv na zvyšovanie účinnosti (pozri vzťah 7-11b) prevláda však vplyv rastu h , preto sa účinnosť s rastúcou teplotou zvyšuje. Stav 2 sa po expanzii posúva smerom k sýtej pare a kompenzuje tak nepriaznivý vplyv zvyšovania tlaku p_1 . Je teda výhodné zvyšovať s tlakom p_1 súčasne aj teplotu t_1 .

3. Vplyv výstupného tlaku pary p_2

V tomto prípade považujeme za konštantné p_1 a t_1 . Z obr.7.10 jednoznačne vidíme, že s klesajúcim tlakom p_2 adiabatický spád, a tým aj účinnosť rýchlo rastie. Pritom závislosť

adiabatického spádu od rozdielu tlakov p_1-p_2 nie je lineárna, ale rádovému rozdielu tlakov zodpovedá približne rádovo rovnaký rozdiel entalpií (obr.7.11). Z toho vyplýva, že znižovanie výstupného tlaku prináša oveľa väčší efekt ako zvyšovanie vstupného. Preto sa tlak v kondenzátore volí podľa možnosti čo najnižší a býva asi $3 \div 5 \text{ kPa}$, t.j. 97 - 94% vákua. Pre udržanie vákua je pripojená na kondenzátor výveva, ktorá z neho neustále vysáva vzduch vznikajúci netesnosťami. Teplota kondenzácie pri uvedenom tlaku je asi 30 až 35 °C, teplota chladiacej vody na výstupe z kondenzátora musí byť o $2 \div 3 \text{ K}$ nižšia, teplo odchádzajúce s chladiacou vodou má teda príliš nízky potenciál pre využitie (okrem vykurovania skleníkov, bazénov a pod.). Strata kondenzačného tepla je hlavnou príčinou nízkej účinnosti Rankinovho obehu.



obr.7.10 Vplyv výstupného tlaku p_2 obr.7.11 Závislosť Δi na Δp

4. Vplyv ročného obdobia na tlak p_2 (výkon elektrárne)

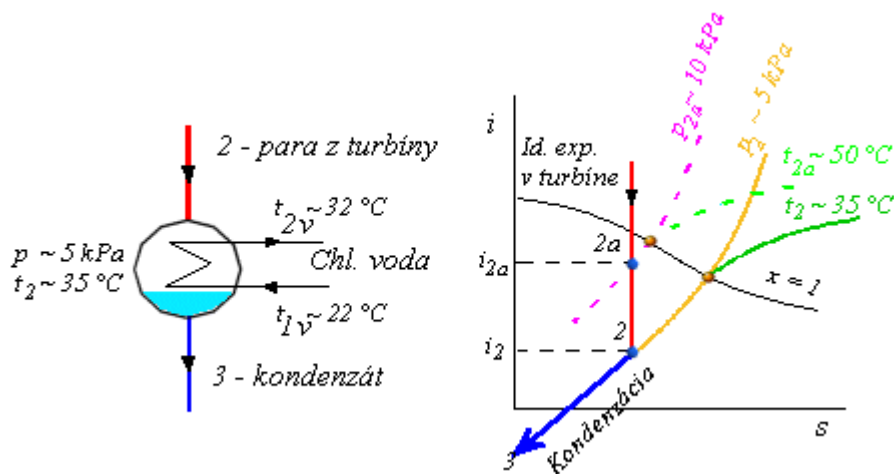
Kondenzácia expandovanej pary z turbíny sa uskutočňuje v kondenzátore odoberaním tepla prostredníctvom chladiacej vody.

Systém chladenia kondenzátora môže byť

- prietochný (chladiaca voda sa odoberá z veľkého zásobníka napr. jazera, rieky. Chladiaca voda sa zo zdroja odoberá a oteplená cca o 10 K sa do zdroja vypúšťa)
- uzavretý - chladiacimi vežami, tak ako je to znázornené na schéme na obr.7.3. Oteplená chladiaca voda z kondenzátora sa rozdeľuje prostredníctvom vhodnej konštrukcie po celom priereze chladiacej veže, padá dolu ako dážď, proti nej prúdi vzduch ako v komíne, ktorý jej odoberá celé kondenzačné teplo. Ochladená voda sa z bazénu pod chladiacou vežou čerpá chladiacimi čerpadlami opäť do kondenzátora

Je zrejmé, že v obidvoch prípadoch chladenia sa kondenzačné teplo asi 2/3 dodaného tepla v parogenerátore odvádza bez úžitku do okolia. Príčinou nepoužiteľnosti týchto ohromných množstiev tepla je príliš nízka teplota (okolo 35°C) ako sme už spomenuli v predchádzajúcom bode 3 (Vplyv výstupného tlaku p_2).

Na obr.7.12 sú priemerné hodnoty parametrov pary a chladiacej vody v kondenzátore, vyskytujúce sa v našom klimatickom pásme. Bod 2 v i - s diagrame zodpovedá označeným stavom na schéme kondenzátora.



obr.7.12 Priemerné hodnoty parametrov v kondenzátore - stav 2, stav 2a - hodnoty pri vyššej teplote okolia

Tlakom $p_2 \sim 5 \text{ kPa}$ zodpovedá teplota kondenzácie $t_2 \sim 35 \text{ °C}$. Teplota chladiacej vody musí byť buď nižšia ako teplota pary, ktorej má odoberať teplo. Pri podchladení asi 3 K oproti pare vychádza teplota vody na výstupe $t_{2v} \sim 32 \text{ °C}$ a pretože kondenzátor je svojou teplovýmennou plochou dimenzovaný asi na $\Delta t_v = t_{2v} - t_{1v} \sim 10 \text{ K}$ dostávame vstupnú teplotu vody $t_{1v} \sim 22 \text{ °C}$. Pripomeňme si, že teplota vstupnej vody t_{1v} je daná teplotou okolia, vzduchu pri uzavretom okruhu s chladiacimi vežami resp. vodného zdroja pri prietochnom chladení.

Predpokladajme ochladzovanie chladiacej vody kondenzátora v chladiacich vežiach (vzduchom) a položme si otázku: aké pomery môžu byť v kondenzátore, ak teplota vzduchu napr. v lete je 35 °C ? Je zrejmé, že so vzduchom o teplote 35 °C nemožno ochladiť vodu do kondenzátora na $t_{1v} \sim 22 \text{ °C}$ tak ako je to uvedené na schéme s uvedením priemerných hodnôt na obr.7.12. Nemožno teda kondenzovať pri teplote $t_2 \sim 35 \text{ °C}$ (Zo stavu 2 v i - s diagrame).

Ak zostaneme u uvedeného príkladu - teplota vzduchu $\sim 35 \text{ °C}$, potom pri nutných teplotných spádoch vychádza:

Podchladenie vzduch - voda $\sim 3 \text{ K}$: $t_{1v} \sim 35 + 3 = 38 \text{ °C}$

Ochladenie v kondenzátore $t_{2v} - t_{1v} \sim 10 \text{ K}$: $t_{2v} \sim 38 + 10 = 48 \text{ °C}$

Podchladenie voda - para $\sim 3 \text{ K}$: $t_2 \sim 48 + 3 = 51 \text{ °C}$

Teda najnižšia možná teplota kondenzácie pri týchto podmienkach je $t_2 \sim 50 \text{ °C}$. Tejto teplote zodpovedá tlak kondenzácie $p_2 \sim 10 \text{ kPa}$. Ak sme v i - s diagrame na obr.7.12 pri priemerných pomeroch vychádzali zo stavu 2 (koniec expanzie, začiatok kondenzácie) pri vyšších teplotách okolia sme sa posunuli zo stavu 2 do stavu 2a, t.j. smerom hore. Skrátila sa tým expanzná čiara, teda práca vykonaná v turbíne. Pri nízkych teplotách okolia sa naopak bod 2 posunie dole. Záverom možno konštatovať: pri vysokých teplotách okolia sa výkon turbíny znižuje, pri nízkych teplotách zvyšuje.

7.5.2 Vstupné parametre pary v jadrových elektrárnach

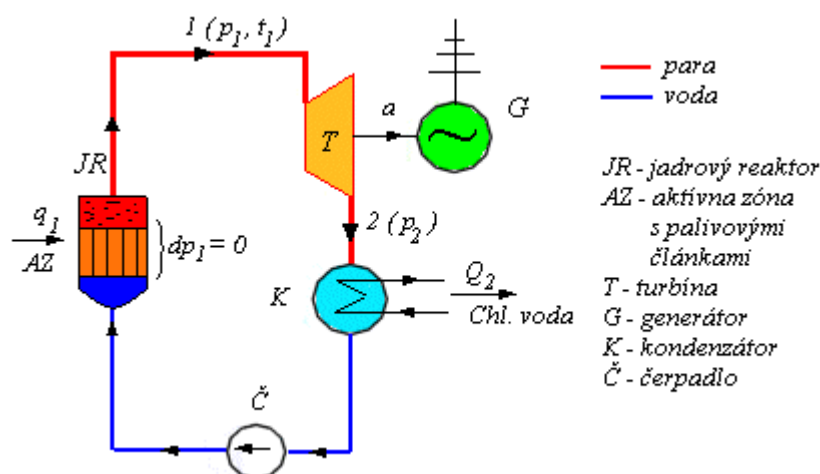
V jadrovom reaktore vzniká zo štiepnej reakcie jadrového paliva teplo, ktoré môže byť využité pre výrobu pary (pre parné turbíny) alebo plynu (pre plynové turbíny). Kombinácia jadrový reaktor - plynová turbína je ojedinelá a viac menej experimentálna. Takmer výlučne sa využíva teplo z jadrového reaktora alebo priamo alebo sprostredkované pre Rankinov parný obeh, ktorý je nám už známy. Jadrové palivo a jadrový reaktor nahrádzajú fosílné palivo a parný kotol v klasických elektrárnach. Pojem klasická elektráreň v súvislosti s fosílnym palivom, nie je v súčasnosti celkom na mieste (ak pod pojmom "klasický" máme na

mysli prevládajúci) pretože v niektorých krajinách, (napr. Francúzsku) sú prevládajúcim zdrojom energie práve jadrové elektrárne. Aj v SR aj v ČR dodávajú viac ako 50% elektrickej energie. Bohužiaľ, cez všetky obavy s nimi spojené, niekedy oprávnené, ale častejšie neoprávnené, vyplývajúce z neznalosti, sú jediným zdrojom, ktorý dokáže elektrárne na fosílna palivá v blízkej budúcnosti plne nahradiť. Takzvané "perspektívne energetické zdroje" sú pre svoju rozptýlenosť, nízke výkony, investičnú náročnosť a dlhú návratnosť v súčasnosti neekonomické.

Ako sme už uviedli, teplo z jadrového reaktora sa premieňa na mechanickú prácu v Rankinovom obehu prostredníctvom vhodného média, najčastejšie vodnej pary. Z predchádzajúcej kapitoly vieme, že práca získaná z 1 kg pary závisí od vstupných a výstupných parametrov teda vstupného tlaku p_1 , vstupnej teploty t_1 a výstupného tlaku p_2 . Taktiež už vieme, že výstupný tlak p_2 je daný teplotou okolia a to platí samozrejme aj pre jadrovú elektráreň pretože aj ona pracuje s Rankinovým obehom. Zostáva teda zodpovedať otázku ako možno v jadrovej elektrárni ovplyvniť parametre p_1 , t_1 . Tieto závisia od principiálnej schémy a média, ktorým chladíme, teda odvádzame teplo z reaktora. Z tohto hľadiska možno rozdeliť jadrové elektrárne na:

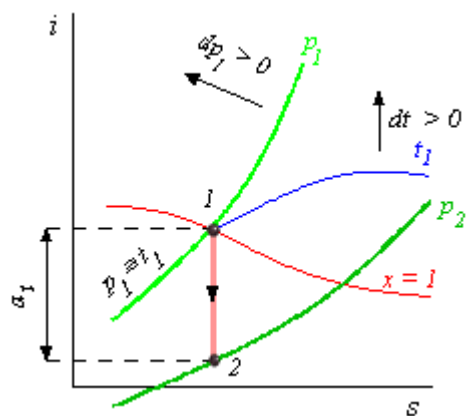
1. jednookruhové s varnými reaktormi

Principiálna schéma je na obr.7.13



obr.7.13 Jednookruhová JE - varný reaktor

Schéma je jednoduchá, v podstate totožná s už známou schémou Rankinovho obehu, kde sme parný kotol na fosílna palivo nahradili jadrovým reaktorom. Reaktor je chladený vodou, ktorá sa priamo v ňom mení na paru. Preto hovoríme o varnom reaktore. Z kap. 6 Termodynamika pár vieme, že pokiaľ je vznikajúca para v styku s odparujúcou sa vodou, nemôže teplota ani jednej zložky prekročiť teplotu bodu varu pri danom tlaku a keď para neobsahuje žiadnu vodu (to je para na výstupe z reaktora) ide o sýtu paru s teplotou bodu varu, ktorá závisí do tlaku. Jej stav sa nachádza v diagrame na hornej medznej krivke (obr.7.14).



obr.7.14 Expanzia sýtej pary

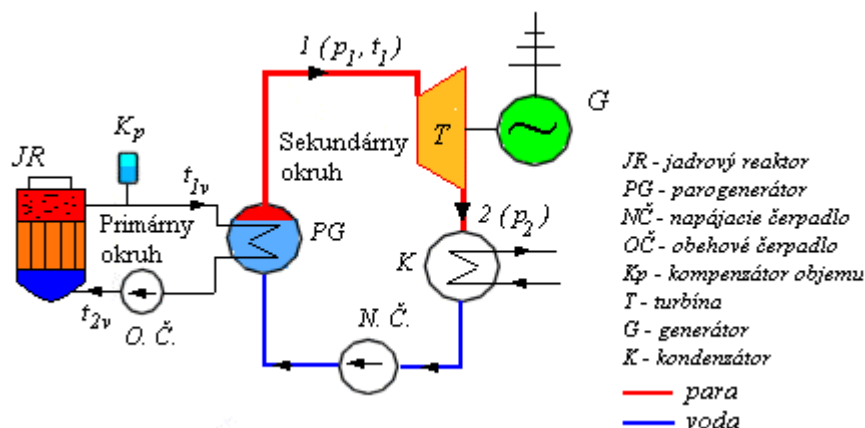
Z kap. 6. Termodynamika pár taktiež vieme, že maximálna teplota vody v kvapalnom stave t.j. kritická teplota $t_k = 374\text{ }^{\circ}\text{C}$, pri kritickom tlaku $p_k = 22\text{ MPa}$. Touto hranicou je obmedzená teplota pary ($t_1 \leq t_k$): Pre teplotu pary $t_k = 374\text{ }^{\circ}\text{C}$ potrebovali by sme tlak v okruhu od čerpadla cez reaktor po turbínu $p_1 = 22\text{ MPa}$. Tak obrovský tlak pri vysokých teplotách by vyvolával veľké konštrukčné, materiálové a technologické problémy. Preto sa reálne pracuje s tlakmi $p_1 \sim 10 \div 12\text{ MPa}$, ktorým odpovedá teplota $t_1 \sim 250 \div 300\text{ }^{\circ}\text{C}$. V klasických elektrárnach s kotlami na fosílné palivo, ktoré majú prehrievač, dosahujeme teplotu t_1 do $580\text{ }^{\circ}\text{C}$. Z rozboru Carnotovho obehu (z ktorého Rankinov obeh vychádza) je zrejmé, že pri nižšej teplote pary t_1 z varných reaktorov v porovnaní s klasickými elektrárnami majú jadrové elektrárne tohto typu nižšiu účinnosť. Ak sme účinnosť Rankinovho obehu v úvode kap. 8. zhruba spočítali na hodnotu 0,4; potom účinnosť jadrových elektrární s varnými reaktormi možno zhruba odhadnúť na hodnotu 0,3. To je veľký rozdiel. Ďalší rozdiel je daný tým, že pri vyšších parametroch p_1, t_1 (v klasických elektrárnach) leží bod 1 - začiatok expanzie, vysoko v oblasti prehriatej pary, t.j. podstatne vyššie ako je na obr.7.14 pri varných reaktoroch. Nakoľko tlak p_2 je v oboch prípadoch rovnaký znamená to, že expanzná čiara 1-2 (t.j. technická práca expanzie $a_t = i_1 - i_2$) je dlhšia, práca a_t z 1 kg pary väčšia a zo vzťahu pre výkon turbíny

$$P_t = \dot{m}_p a_t$$

vyplýva, že pre daný výkon P_t potrebujeme pri menšom a_t väčší prietok pary $\dot{m}_p$. Rozdiel môže byť aj 50%, aj viac - podľa parametrov. Väčšie prietoky potrebujú väčšie prietochové prierezy, teda väčšie a drahšie zariadenia (turbína, kondenzátor, čerpadlo). Zo schémy na obr.7.13 je zrejmé, že pracovná látka je v priamom kontakte s palivom a celý okruh je aktívny. Vyžaduje preto dokonalú tesnosť. Napriek uvedeným nevýhodám sa elektrárne s varnými reaktormi ojedinele budovali, prevládala jednoduchosť schémy a s tým súvisiace investičné náklady. V súčasnosti sa od nich upustilo. Známa je elektráreň tohto typu v ukrajinskom Černobyle.

2a. dvojokruhové s tlakovodnými reaktormi

Viac ako 90% elektrární je tohto typu, v súčasnosti sa budujú takmer výlučne. Principiálna schéma v súčasnosti najviac používanej dvojokruhovej JE je na obr.7.15. Základný Rankinov obeh je rovnaký ako pri klasickej elektrárni. Teplo uvoľnené pri štiepnej reakcii v jadrovom reaktore JR sa odvádza chladiacim médiom do výmenníka na výrobu pary, zvanom parogenerátor PG. Okruh chladiaceho média reaktora je okruh primárny, okruh pary a vody sekundárny.



obr.7.15 Principiálna schéma dvojokruhovej JE

Chladiacim médiom reaktora je voda. V primárnom okruhu t.j. v okruhu chladenia reaktora je zaradený kompenzátor objemu K_p . Je to tlaková nádoba, čiastočne zaplnená chladiacou vodou, nad jej hladinou je dusík, ktorý umožňuje (kompenzuje) zmenu objemu náplne primárneho okruhu vyvolanú zmenou prevádzkových teplôt.

V bývalom východnom bloku (okrem Sovietskeho zväzu) sa stavali elektrárne s tlakovodnými reaktormi vo všetkých krajinách (výnimkou je experimentálna jadrová elektráreň s reaktorom chladeným CO_2 v Jaslovských Bohuniciach). Reaktory boli sovietskeho typu VVER 440 alebo VVER 1000 kde VVER je skratka pre "vodovodjanny energetičeskij reaktor" a číslo za ňou udávalo elektrický výkon (t.j. na turbíne) v MW. Reaktory VVER 1000 sa postavili len v českom Temelíne.

Reaktor je chladený vodou, ktorá musí byť v primárnom okruhu v kvapalnom stave čo znamená, že jej teplota je obmedzená kritickou teplotou $t_k = 374\text{ }^\circ\text{C}$. Teplota pary do ktorej sa teplo transformuje môže byť len nižšia a čo bolo v tejto súvislosti uvedené pre varné reaktory platí aj pre tlakovodné reaktory.

Konkrétne pre reaktory typu VVER 440 (Jaslovské Bohunice, Mochovce, Dukovany na Morave) sú teploty nasledovné (podľa obr.7.15)

Výstup z reaktora $t_{1v} = 300\text{ }^\circ\text{C}$

Vstup do reaktora $t_{2v} = 270\text{ }^\circ\text{C}$

Teplota pary $t_1 = 250\text{ }^\circ\text{C}$

Para z parogenerátora môže byť len syta (ako u varného reaktora) jej stav leží na hornej medznej krivke, teplote pary $t_1 = 250\text{ }^\circ\text{C}$ zodpovedá tlak $p_1 = 4,6\text{ MPa}$ (pozri aj obr.7.14)

2b. dvojokruhové s reaktormi chladenými plynom

Schéma je rovnaká ako na obr.7.15, v primárnom okruhu cirkuluje plyn poháňaný kompresorom. Teplota plynu, na rozdiel od vody však nie je obmedzená a môže dosiahnuť *parametre ako u klasických elektrární na fosilne palivá*, teda stavu prehriatej pary. Súčasťou parogenerátora je preto aj prehrievač pary, v ktorom sa syta para (už oddelená od vriacej vody - bez kontaktu s ňou) prehrieva na teplotu vyššiu ako zodpovedá bodu varu pri danom tlaku p_1 .

Elektráreň s reaktorom chladeným CO_2 , s elektrickým výkonom 150 MW , s palivom prírody urán, bola ako experimentálna vybudovaná v Jaslovských Bohuniciach (označenie A1) koncom 60 - tých a 70 - tých rokoch minulého storočia. Po asi 3 - ročnej prevádzke s

poruchami a odstávkami pre vážne technologické problémy bola definitívne odstavená v r. 1978. V súčasnosti je v štádiu likvidácie.

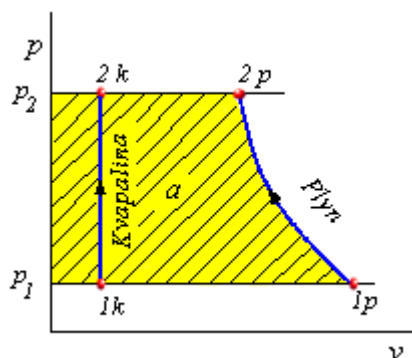
3. trojokruhové

Sú v experimentálnom štádiu a využívajú sa najmä pre tzv. "množivé reaktory", ktoré si sami vyrábajú (množia) palivo. Medzi primárny okruh chladenia reaktora a konečný terciálny parný Rankinov ohrev je vložený ešte ďalší - sekundárny sprostredkujúci okruh. Ako chladivo reaktora býva používaný tekutý kov (Na), ktorého parametre (teplota) nie sú rovnako ako u plynu obmedzené.

Z predchádzajúceho stručného popisu typov jadrových elektrární sme sa dozvedeli, že chladivom jadrového reaktora môže byť (podľa typu) plyn, voda alebo tekutý kov a že typ elektrárne a použitého chladiva ovplyvňujú vstupné parametre pary (predovšetkým teplotu). Tieto parametre (a sprostredkované použité chladivo) nás zaujímajú z termodynamického hľadiska, pretože od nich závisí tepelná účinnosť premeny tepla na prácu. Záverom teda zhrňme výhody a nevýhody uvedených typov chladiacich médií.

Chladiace médium – plyn

Umožňuje dosiahnuť vyššie vstupné teploty a teda aj entalpie (dlhšia expanzná čiara - väčšia práca z 1 kg pary) v porovnaní s vodou, ale práca potrebná na pohon kompresorov, sprostredkujúcich cirkuláciu plynu, je značná. Vysvetlenie nám dáva porovnanie kompresnej technickej práce plynu a kvapaliny na obr.7.16. Pri rádrových rozdieloch merných objemov plynu a kvapaliny je aj rádrový rozdiel v technickej práci. Napr. v prvej československej JE A1 bol chladiacim médiom CO_2 pri tlaku 6 MPa a teplote 425 °C, v primárnom okruhu teplota pary bola 410 °C. Na pohon kompresorov sa spotreboval výkon 30 MW z celkového inštalovaného výkonu 150 MW na turbíne.



obr.7.16

Negatívny vplyv má aj pomerne nízka tepelná kapacita plynu v porovnaní s vodou. Odvedený tepelný výkon z reaktora je, ako vieme, daný vzťahom

$$P_Q = \dot{m} c_p \Delta t$$

kde:

$\dot{m}$ - cirkulujúce množstvo [kg/s]

c_p - merná tepelná kapacita za konštantného tlaku [J/kgK]

Δt - rozdiel teplôt na vstupe a výstupe [K]

Pri danom P_Q a Δt a pri menšom c_p potrebujeme väčšie $\dot{m}$.

Pre vodu je $c = 4,2 \text{ kJ/kgK}$,

pre plyn $c_p = 1 \text{ kJ/kgK}$.

Chladiace médium – voda

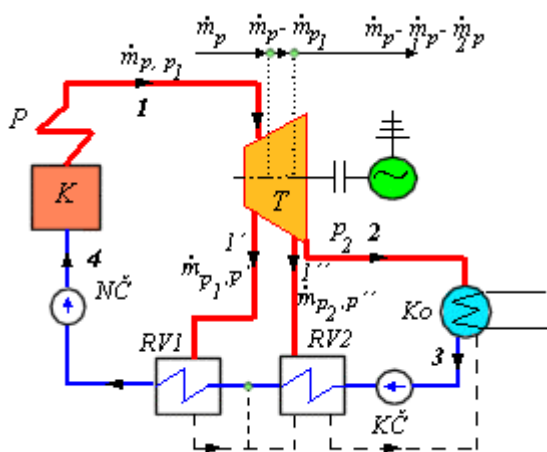
Kompresná práca v porovnaní s plynom je malá (obr.7.16) merná tepelná kapacita podstatne vyššia. Teplota vody je obmedzená kritickou teplotou, $t_K = 374^\circ$ a tým aj vstupná teplota a entalpia pary. Expanzná čiara je krátka, malá práca z 1 kg pary, pre daný výkon treba asi 1,5× väčšie cirkulujúce množstvo pary v porovnaní s elektrárnami na fosílné palivá, čo znamená veľké turbíny, chladiace veže a ďalšie zariadenia parného okruhu, taktiež nižšiu tepelnú účinnosť.

Chladiace médium - tekutý kov

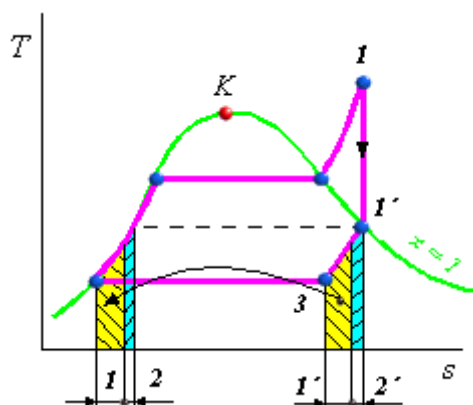
Používa sa najmä tekutý sodík. Nemá nevýhody vody aj plynu, spája prednosti oboch médií. Teplota pary nie je chladiacim médiom nijako obmedzená, má veľkú mernú teplotnú kapacitu c . S použitím tekutého kovu sú však spojené veľké technologické a prevádzkové problémy ("zamrznutie" systému pri normálnych teplotách okolia), doteraz nie celkom vyriešené.

7.6 REGENERÁCIA KONDENZÁTU

V kapitole 7.5.1 o vplyve výstupného tlaku p_2 sme objasnili, že príčinou nízkej účinnosti Rankinovho obehu je strata celého kondenzačného tepla pary, ktoré je väčšou časťou dodaného tepla. Úprava obehu, zvaná regenerácia kondenzátu, využíva časti kondenzačného tepla zaradením tzv. regeneračných výmenníkov na predhrev napájacej vody (obr.7.17). Na obrázku sú nakreslené len dva regeneračné výmenníky RV 1 a RV 2, v skutočnosti ich býva viac. Časť pary po čiastočnej expanzii v turbíne sa odoberá a využíva na predhrievanie napájacej vody. Para v regeneračných výmenníkoch kondenzuje, odovzdá pritom celé svoje kondenzačné teplo napájacej vode a kondenzát sa znova vracia (aj s teplom, ktoré obsahuje) do obehu. Neúplnou expanziou odberovej pary na tlak väčší ako je p_2) strácame síce časť práce, prevažuje však vplyv zisku kondenzačného tepla a tepelná účinnosť regeneratívneho obehu je väčšia ako základného. Na obr.7.17 v porovnaní so základným obehom je nakreslené kondenzátne čerpadlo, zaradené za kondenzátorom. Jeho funkcia spočíva v zvýšení tlaku kondenzátu a tým súčasne v zvýšení teploty bodu varu. Stav 3 za kondenzátorom je totiž stavom na dolnej medznej krivke pri tlaku p_2 (bod varu), bez kondenzátneho čerpadla by sa kondenzát v regeneratívnych výmenníkoch dodávkou tepla znova odparoval.



obr.7.17 Regenerácia kondenzátu
princiipiálna schéma



obr.7.18 Carnotizácia obehu
 $T - s$ diagram

Táto úprava obehu približuje obeh ku Carnotovmu a preto sa jej tiež hovorí Carnotizácia obehu. Táto úprava, týkajúca sa expanzie pary v turbíne, je znázornená v i - s diagrame na obr.7.18. Para sa nedá vyexpandovať blízko k hornej medznej krivke (stav 1') preto sa jej odoberá časť tepla za stáleho tlaku. Toto teplo je na obr.7.18 znázornené vodorovne vyšrafovanou úzkou plôškou pod bodom 1'. Toto isté teplo sa odovzdá (v regeneračnom výmenníku) napájacej vode. Potom para v turbíne ďalej expanduje a dej možno opakovať teoreticky v nekonečne mnohých stupňoch z praktických dôvodov v 3 až 5 - tich až do bodu 3. Teplo odoberané pare (šikmo šrafované) sa odovzdá napájacej vode. Práca turbíny sa vypočíta ako súčet prác medzi jednotlivými odbermi, ktorými prúdi nerovnaké množstvo pary. Výkon turbíny podľa obr.7.19

$$P_t' = \dot{m}_p a_{11}' + \left(\dot{m}_p - \dot{m}_{p1} \right) a_{12}' + \left(\dot{m}_p - \dot{m}_{p1} - \dot{m}_{p2} \right) a_{13}' \quad (7-12)$$

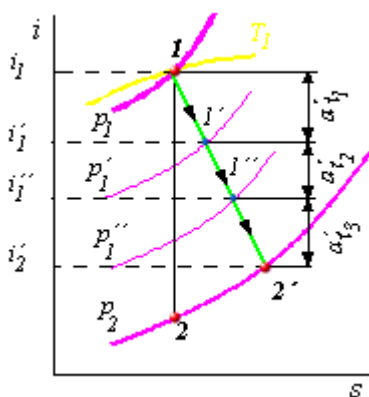
Tepelná účinnosť obehu

$$\eta_t = \frac{P_t'}{\dot{m}_p (i_1 - i_4)} \quad (7-13)$$

je o 10 - 20% vyššia ako základného Rankinovho obehu, keď ako základ - 100% berieme účinnosť základného obehu. Zvýšenie účinnosti závisí od počtu ohrievačov a parametrov pary.

Merná spotreba pary na 1 kWh bude:

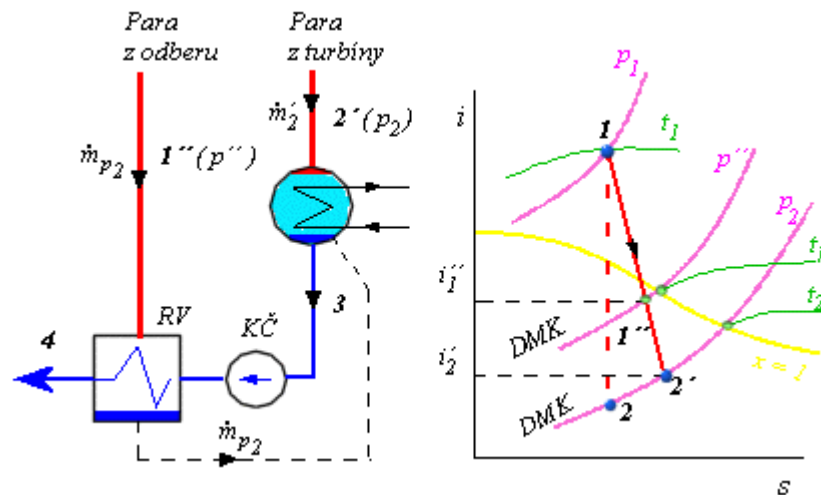
$$M_m = \frac{3,6 \cdot 10^6 \dot{m}_p}{P_t'} \quad (7-14)$$



obr.7.19 Regenerácia kondenzátu - expanzia v turbíne i - s diagram

Poznámka:

Entropia i_4 v rovnici (7.13) je entropiou vody vo vstupe do kotla K podľa obr.7.17. Vypočítame ju z teploty vody na vstupe $i_4 = ct_4$. Rozdiel oproti základnému Rankinovmu obehu je v tom, že v základnom obehu je vstupná teplota do kotla približne rovná teplote z kondenzovanej pary na výstupe z kondenzátora. Pri regenerácii je táto teplota zvýšená o zohriatie v regeneračných výmenníkoch. Ako príklad uvedieme schému len s jedným regeneračným výmenníkom, z ktorého sa kondenzát z odberovej pary vracia do obehu v kondenzátore. Predstavme si na príklad že ide o stav odberu 1" na obr.7.19.



obr.7.20 Regeneračný výmenník a i - s diagram stavov

Výstupnú teplotu z kondenzátora v stave 3 vypočítame ako teplotu zmesi vzniklej

- z kondenzátu z pary z turbíny, ktorá vstupuje do kondenzátora v stave 2'a kondenzuje v ňom na vodu so stavom na dolnej medznej krivke (DMK) pri tlaku p_2 - množstvo je $\dot{m}_2$
- z kondenzátu z regeneračného výmenníka RV, ktorá v ňom kondenzuje na vodu so stavom na DMK pri tlaku p'' - množstvo je $\dot{m}_2$

Stavy na DMK sú teploty bodu varu pri daných tlakoch a nájdeme ich ako priesečník daného tlaku s hornou medznou krivkou ($x = 1$). Podľa i - s diagramu na obr.7.20 sú priesečníky

$$p'' \text{ } x(x=1) \rightarrow t_K$$

$$p_2 \text{ } x(x=1) \rightarrow t_2$$

Po aplikácii zákona o zachovaní hmoty a energie (resp. vstupné toky entalpií = výstupné toky entalpií) dostávame pre výstupnú teplotu z kondenzátora v stave 3 - t_3 vstup = výstupu

$$\dot{m}_2 c t_2 + \dot{m}_{p2} c t_K = (\dot{m}_2 + \dot{m}_{p2}) c t_3$$

$$t_3 = \frac{\dot{m}_2 t_2 + \dot{m}_{p2} t_K}{\dot{m}_2 + \dot{m}_{p2}}$$

Rovnaký princíp použijeme aj pre regeneračný výmenník

$$\dot{m}_{p2} i_1^* + (\dot{m}_2 + \dot{m}_{p2}) c t_3 = \dot{m}_{p2} c t_K + (\dot{m}_2 + \dot{m}_{p2}) c t_4$$

z toho zohriatie v regeneračnom výmenníku

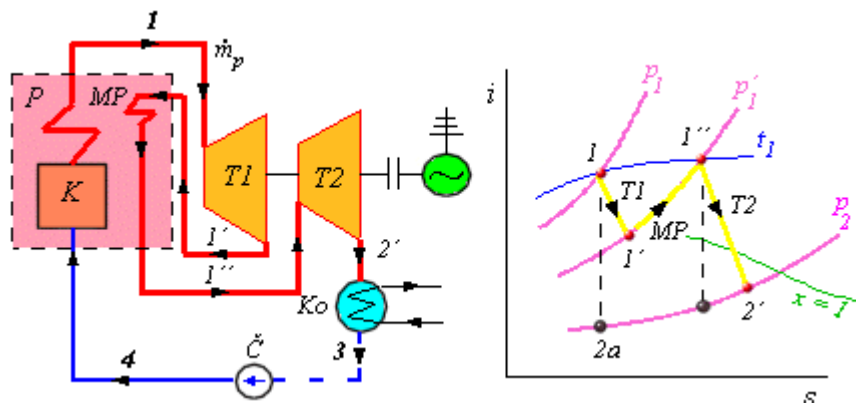
$$t_4 - t_3 = \frac{\dot{m}_{p2} (i_1^* - c t_K)}{c (\dot{m}_2 + \dot{m}_{p2})} = \Delta t_{3,4}$$

resp.

$$t_4 = t_3 + \Delta t_{3,4}$$

7.7 MEDZIPREHRIEVANIE PARY

Podstata spočíva v tom, že para sa po čiastočnej expanzii v turbíne znova vracia do kotla a v medziprehrievači MP zohrieva na takmer rovnakú výstupnú teplotu z kotla t_1 . Schéma a priebeh medziprehrievania v diagrame i - s sú na obr.7.21. Pre jednoduchosť je na schéme vynechaný regeneratívny ohrev, ktorý každá skutočná tepelná elektráreň využíva.



obr.7.21 Medziprehrev pary - principiálna schéma a i - s diagram s označením stavov

Pretože sa izobary smerom doprava rozbíhajú je súčet prác (rozdielov entalpií) pri rozdelenej expanzii posunutej doprava väčší ako by bola práca získaná pri jednorázovej expanzii 1 - 2a (ideálna expanzia). Získaná práca navyše má priaznivý vplyv na tepelnú účinnosť. S medziprehrevom sa konečný stav po expanzii posúva doprava k hornej medznej krivke, čím sa kompenzuje nepriaznivý vplyv zvyšovania vstupného tlaku p_1 na suchosť pary po expanzii (pozri kap. 7.6). Medziprehrev tak nepriamo umožňuje zvyšovať tepelnú účinnosť zvyšovaním vstupného tlaku p_1 . Ak neuvažujeme regeneratívne odbery, potom každým

členom schémy na obr.7.21. prúdi rovnaké množstvo pary $\dot{m}_p$. Výkon turbíny je súčtom výkonov v 1. a 2. stupni. Podľa i - s diagramu na obr.7.21

$$P_t = \dot{m}_p (i_1 - i_1') + \dot{m}_p (i_1'' - i_2') \quad (7-15)$$

Teplo sa dodáva v systéme kotla (včítane prehrievača P a medziprehrievača MP) za podmienky konštantného tlaku. Je dané rozdielom vstupnej a výstupnej entalpie. Tepelný výkon je potom

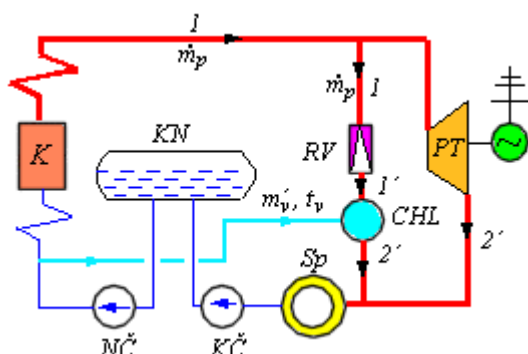
$$P_Q = \dot{m}_p (i_1 - i_4) + \dot{m}_p (i_1' + i_1'') \quad (7-16)$$

a tepelná účinnosť po vykrátení $\dot{m}_p$

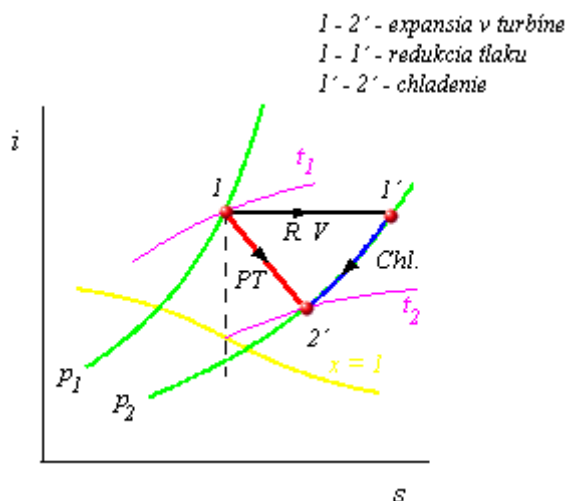
$$\eta_t = \frac{P_t}{P_Q} = \frac{i_1 - i_1' + i_1'' - i_2'}{i_1 - i_4 + i_1' + i_1''} \quad (7-17)$$

7.8 PROTITLAKOVÁ A ODBEROVÁ TURBÍNA.

O protitlakovej turbíne hovoríme vtedy, keď výstupný tlak z turbíny (protitlak) p_2 je vyšší ako tlak atmosferický a para kondenzuje v spotrebiči tepla (pri teplote vyššej ako 100°C), ktorý môže byť umiestnený mimo energetického bloku (obr.7.22.)



obr.7.22 Schéma protitlakovej turbíny



obr.7.23 i - s diagram
 1 - 2' expanzia v turbíne
 1 - 1' redukcia tlaku
 1' - 2' chladienie

Turbína nemá kondenzátor, kondenzačné teplo sa využije pre technologické účely (chemická prevádzka, vykurovanie a pod.) Taký systém preto nazývame *tepláreň*, alebo *teplárenská prevádzka*. Posunutím tlaku p_2 sa účinnosť bloku kotol-turbína, samozrejme, znížila, ale účinnosť zariadenia kotol-turbína-spotrebič je vyššia ako účinnosť základného Rankinovho obehu v dôsledku využitia celého kondenzačného tepla pary. Nevýhodou je závislosť výroby elektrickej energie od spotreby tepla. Protitlaková turbína je vždy doplnená redukčnou stanicou, ktorá tvorí záskok turbíny v prípade jej výpadku a znižuje tlak a teplotu ostrej pary na hodnoty vyžadované v protitlaku. Skladá sa z redukčného ventilu RV a chladiča CH. Chladienie sa uskutočňuje vstrekomávaním napájacej vody. Priebeh expanzie v turbíne redukcie tlaku chladienia v i - s diagrame je na obr.7.23. Ak sa na technologické účely používa para z odberov turbíny, ktorá má kondenzátor, hovoríme o *odberovej turbíne*. Kondenzačné teplo odberovej pary je rovnako využité ako pri turbíne protitlakovej. Schéma je rovnaká ako na obr.7.17, len jeden z odberov turbíny slúži pre zásobovanie spotrebiča tepla, ktorý sa môže nachádzať mimo objektu elektrárne. Na obr.7.22 je v diagrame i - s priebeh expanzie v protitlakovej turbíne PT znázornený čiarou 1 - 2'. Zmena stavu 1 - 2' cez redukčnú stanicu znázorňujú zmeny 1-1'(redukčný ventil t.j. škrtenie t.j. $i = \text{const.}$) a 1'-2' (chladič, t.j. vstrekomávanie vody pri $p_2 = \text{const.}$).

Z tepelnej bilancie chladiča vypočítame spotrebu chladiacej vody $\dot{m}_v$ (vstupné toky entalpie = výstupné toky entalpií).

$$\dot{m}_p i_1' + \dot{m}_v c t_v = (\dot{m}_p + \dot{m}_v) i_2'$$

$$\dot{m}_v = \frac{\dot{m}_p (i_1' - i_2')}{i_2' - c t_v} \quad (7-18)$$

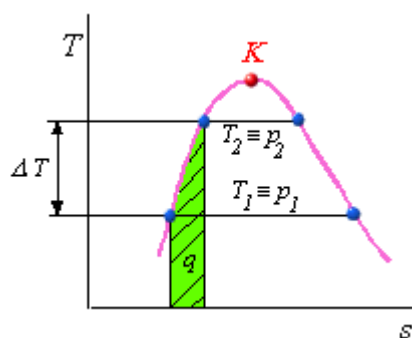
V súvislosti s kondenzačnými a teplárenskými (protitlakovými) turbínami môže vzniknúť zdanlivo logická otázka: Ak v čisto kondenzačných elektrárnach odvádzame celé kondenzačné teplo pary bez úžitku do okolia a kondenzačné teplo u protitlakových turbín

využívame pre rôzne technológie či vykurovanie - prečo budujeme kondenzačné elektrárne a nie len teplárne? Odpoveď je jednoduchá: ak pokryjeme spotrebu tepla všetkých dostupných spotrebičov protitlakovými či odberovými turbínami, ešte stále zostane deficit spotreby elektrickej energie, ktorú treba pokryť kondenzačnými turbínami. Pod dostupnými spotrebičmi rozumieme tie, ktoré sú dostatočne koncentrované (továrne, mestá, sídliská) a nachádzajú sa v ekonomicky dostupnej vzdialenosti od elektrárne (asi do 30 km). Hoci spotreba tepla je podstatne vyššia, ako sú jeho dodávky z elektrární či teplární, nie je zrejme ekonomické budovať tepelné siete po všetkých slovenských kopaniciach.

7.9 SPOJENIE RANKINOVHO OBEHU S INÝMI MÉDIAMI - KASKÁDOVÉ OBEHY

Optimálna pracovná látka, s ktorou sa uskutočňuje termodynamický obeh, by mala mať tieto vlastnosti:

1. *čo najstrmšiu dolnú medznú krivku v T - s diagrame*, (zodpovedá približne izobarám). Znamená to malé teplo potrebné na zvyšovanie teploty podľa obr.7.24. Inými slovami - mali by mať malú tepelnú kapacitu pri stálom tlaku c_p



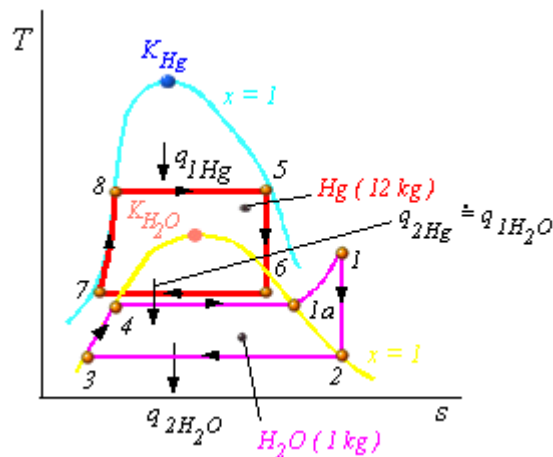
obr.7.24 T - s diagram - dodané teplo na zvýšenie teploty o ΔT

2. z konštrukčne - technologických dôvodov *nízky tlak pri vysokých teplotách* (potrebných pre dosahovanie vysokých účinností) a naopak nie príliš nízky tlak (t.j. nie príliš vysoké vákuum pri kondenzačnej teplote rovnej teplote okolia)
3. okrem toho by pracovná látka nemala byť drahá, agresívna pre konštrukčné materiály a škodlivá pre ľudské zdravie pri manipulácii, prípadne úniku.

Látky, vyhovujúce všetkým vlastnostiam zatiaľ nepoznáme.

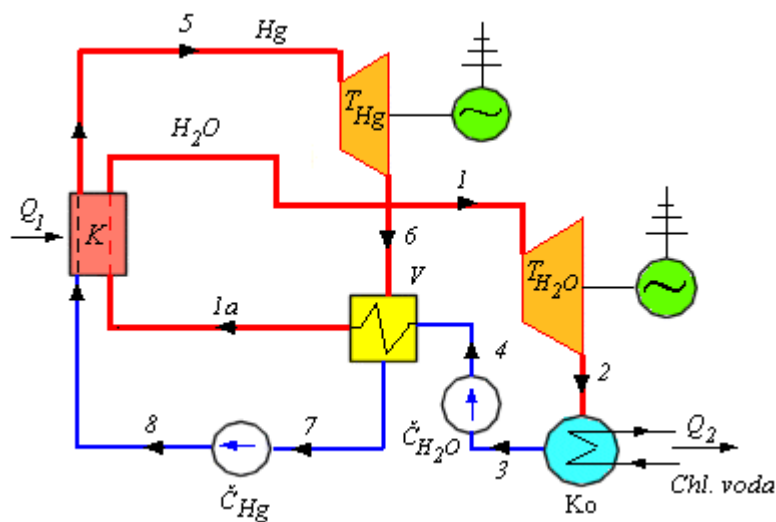
Voda (H_2O) je najpoužívanejšou pracovnou látkou. Jej merná tepelná kapacita pre kvapalnú fázu je síce pomerne vysoká ($\sim 4,2 \text{ kJ/kgK}$), kritická teplota pomerne nízka (374°C), pre dosiahnutie vyšších teplôt pary sú nutné príliš vysoké tlaky, zato pri kondenzácii vodnej pary pri teplote okolia je vákuum ľahko realizovateľné ($\sim 5 \text{ kPa}$). Rovnako cena a zdravotná nezávadnosť sú výhodné.

Ortuť (Hg) - na rozdiel od vody pri vysokých teplotách má relatívne nízky tlak, ale pri teplote okolia má technicky nevhodné kondenzačné tlaky. Má veľmi strmú dolnú medznú krivku v T - s diagrame. Nevýhodou je jedovatosť najmä pri úniku. Pre uvedené vlastnosti vody a ortuť bola navrhnutá kombinácia dvoch obehov (binárne obeh) u ktorých sa v oblasti vysokých teplôt využíva ortuť, v oblasti nízkych teplôt voda. V T - s diagrame sú obidva obeh nakreslené zjednodušene na obr.7.25.



obr.7.25 T - s diagram - binárny obeh

A principiálna schéma na obr.7.26. V kotli možno použiť fosílné palivo.

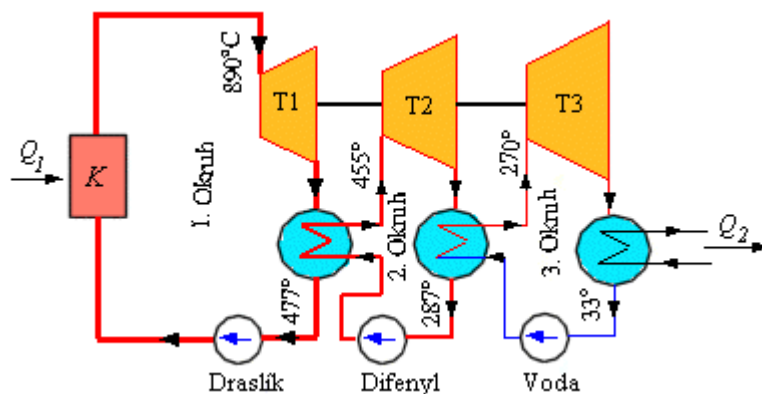


obr.7.26 Binárny obeh s Hg a H_2O - principiálna schéma

V ortuťovom obehu nie je nutné použiť prehrievač, pretože horná medzná krivka je veľmi strmá a syta para v stave 5 nemá po expanzii v stave 6 príliš veľkú vlhkosť. Z tepelnej bilancie vyplýva, že 1 kg vody vstupujúcej do výmenníka V treba dodať teplo získané pri

kondenzácii 12 kg ortuti. Z parametrov vedľa obr.7.25 vychádza celková účinnosť $\eta_t = 0,50$, pričom účinnosť samotného ortuťového obehu by bola len 0,30 a samotného vodného obehu 0,34. Niekoľko takýchto obehov s výkonom rádo 20 MW už bolo pokusne postavených, v širšom rozsahu sa však neuplatnili vzhľadom na jedovatosť ortuťových pár. Nazývajú sa tiež Emmetove obeh.

Ešte vyššie teploty umožňuje 3-okruhová kaskáda na obr.7.27. Posledný - 3. okruh je opäť s vodou pre výhodné parametre kondenzácie pri teplote okolia. V 1. okruhu je pracovnou látkou draslík (890 - 477°C), v 2. okruhu difenyl (455 - 287°C), v 3. okruhu voda (270 - 33°C). Kondenzačné teplo z 1. okruhu sa odovzdáva - kaskáduje do 2. okruhu, z 2. okruhu do 3. okruhu a len kondenzačné teplo 3. okruhu je teplom strateným. Tepelná účinnosť dosahuje 55% (oproti max. 40% pri súčasných typoch) a pri kondenzácii vodnej pary v 3. okruhu pri 100°C (kondenzačné teplo možno využiť) sa účinnosť znižuje len na 50%.



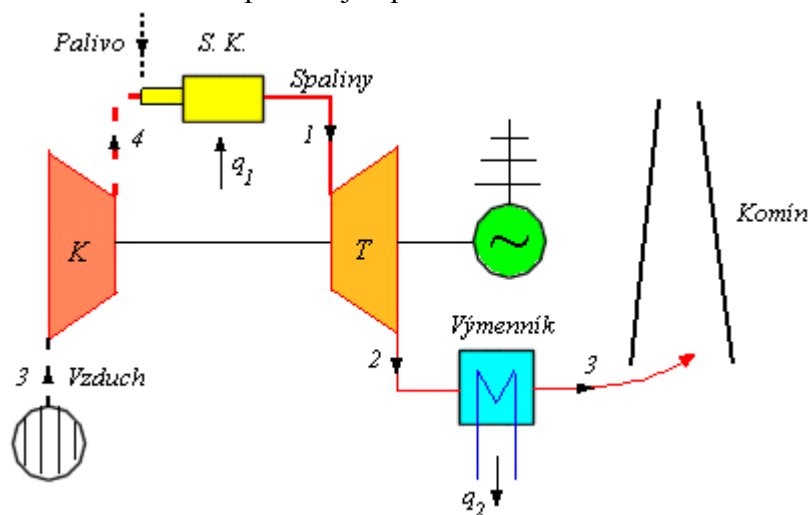
obr.7.27 Kaskádový Rankinov obeh

Na príprave elektrární tohto typu pracuje v súčasnosti Rakúsko v spolupráci s USA.

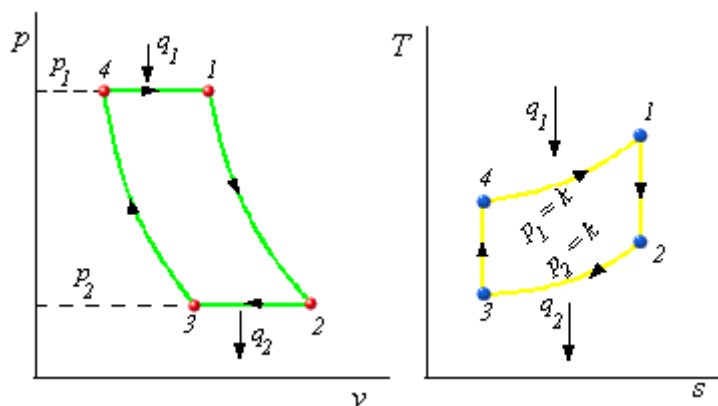
7.10 SPOJENIE RANKINOVHO OBEHU S INÝMI SYSTÉMAMI

Paroplynový cyklus (PPC)

Paroplynový cyklus je spojenie plynového obeh s plynovými turbínami s parným obehom (s parnými turbínami). Plynové turbíny sú poháňané spalínami zo spaľovacej komory SK (obr.7.28) dodávaný turbokompresorom na spoločnom hriadeľi s turbínou, ktorá ho poháňa. Palivo môže byť plyné alebo kvapalné. Sú používané v leteckých motoroch, ale aj v energetike ako špičkové zdroje pretože v porovnaní s parnými turbínami majú veľmi rýchly nábeh. Výstupná teplota expandovaných spalín je však veľmi vysoká (608 - 700°C) a možno ich využiť pre výrobu tepla, ohrev vzduchu alebo pre výrobu pary pre Rankinov obeh. Obeh je nazývaný Braytonov alebo Ericssonov v diagramoch $p-v$ a $T-s$ je na obr.7.29. Predpokladajú sa adiabatická kompresia aj expanzia.

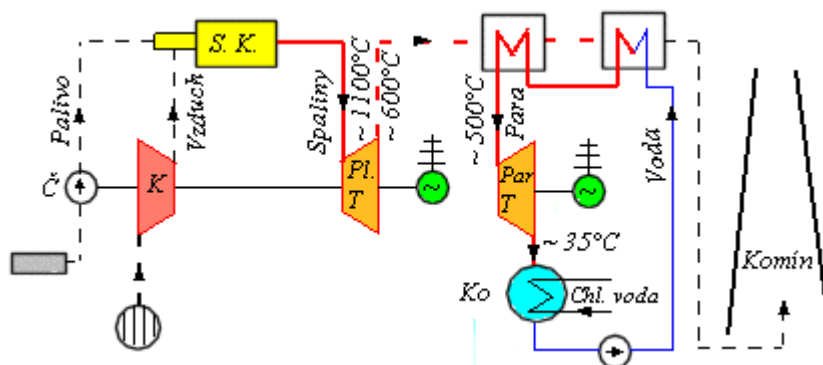


obr.7.28 Schéma zariadenia plynovej turbíny



obr.7.29 Obeh plynovej turbíny p - v a T - s diagram

V paroplynovom cykle sa využíva teplo spalín pre Rankinov parný obeh, t.j. výrobu pary, prehrievanie, prípadne regeneráciu kondenzátu a ohrev spaľovacieho vzduchu. Tieto procesy predstavujú na obr.7.28 - symbolický výmenník. Ide opäť o transformáciu - kaskádovanie tepla ako v predchádzajúcej kapitole 7.9, tentoraz však nie medzi obehmi Rankinovými, ale medzi obehom plynovým a Rankinovým. Diagram T - s paroplynového obehu si už vieme predstaviť sami. Stačí ak pod plynový obeh na obr.7.29, nakreslíme obeh Rankinov s príslušnými teplotami, ako je to u kaskádového obehu na obr.7.25. Teplo q_2 z plynového obehu do Rankinovho sa transformuje (kaskáduje) pri zmene 2 - 3. Existuje veľa usporiadaní paroplynových cyklov viac alebo menej zložitých v závislosti od výkonu zariadenia. Jedno z nich je na obr.7.30. Ide len o principiálnu schému, chýba v nej napríklad predohrev napájacej vody, predohrev spaľovacieho vzduchu a ďalšie zariadenia, ktoré obsahuje skutočná tepelná schéma.



obr.7.30 Paroplynový cyklus - principiálna schéma

Z obr.7.30 vidíme, že zariadenie má 2 generátory, plynová a parná turbína nie sú na spoločnom hriadeli (ako plynová turbína s turbokompresorom) elektrický výkon plynovej turbíny je asi 1/2 výkonu parnej. Ak parná turbína pracuje ako čisto kondenzačná a nevyužíva sa aj pre výrobu tepla, dosahuje zariadenie celkovej tepelnej účinnosti 50 - 60% s využitím tepla aj vyššie hodnoty, podľa miery jeho využitia. Na obr.7.30 sú udané aj teploty v jednotlivých častiach obehu. Zo vzťahu pre tepelnú účinnosť Carnotovho obehu vieme, že účinnosť tepelného obehu je tým vyššia, čím väčší je rozdiel teplôt t_1 a t_2 , medzi ktorými obeh pracuje. Z toho vyplýva aj porovnanie jednotlivých typov tepelných elektrární.

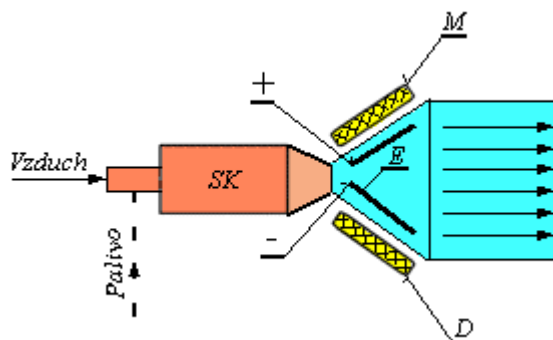
Paroplynový	$t_1 \sim 1100^\circ\text{C}$	$\eta_t \sim 50 - 60\%$
cyklus	$t_2 \sim 35^\circ\text{C}$	
Klasické	$t_1 \sim 550^\circ\text{C}$	$\eta_t \sim 34 - 37\%$
elektrárne na	$t_2 \sim 35^\circ\text{C}$	
fosilne palivá		

Jadrové elektrárne s tlakovodnými reaktormi	$t_1 \sim 250^\circ\text{C}$ $t_2 \sim 35^\circ\text{C}$	$\eta_t \sim 28 - 30\%$
---	---	-------------------------

Prednosťou PPC je teda vyššia účinnosť, ako majú každý z obehov (plynový a parný) individuálne, vyššie výkony s rovnakými parnými zariadeniami, priaznivý priebeh účinnosti v závislosti od zaťaženia, menšia spotreba chladiacej vody a menší rozsah regeneračného systému parnej turbíny. Priaznivé sú investičné náklady, ktoré sú v porovnaní s jadrovými elektrárnami v súčasnosti asi tretinové. Nevýhodou sú naopak vysoké prevádzkové náklady (z nich 90% náklady na plyn), nutnosť rozširovať súčasné plynové siete, pretože súčasné siete pre nové veľké energetické zdroje s palivom - plyn, nestačia. Napríklad pre výkonový ekvivalent JE Mochovce 1. a 4. blok (880 MW) bola by spotreba plynu asi 1,5 mld m^3/rok čím 25% z uvedenej spotreby plynie ďalšia nevýhoda PPC - obrovská produkcia CO_2 a ďalších skleníkových plynov. V súčasnosti sa stavajú PPC bloky s celkovým výkonom až 1000 MW.

MHD generátory

Sú založené na princípe Faradayovho zákona, známeho už 140 rokov. Ak sa pohybuje vodič kolmo na smer siločiar, indukuje sa v ňom elektromotorická sila, čo využívajú dynamá a generátory *vodič plynný - plazma*. Plazma je plyn taký žeravý, že dochádza k ionizácii a stáva sa vodivým. MHD generátory pracujú na princípe znázornenom na obr.7.31. Spaliny nafty alebo práškoveho uhlia vysokej teploty (až 3000°C) sa vedú zo spaľovacej komory SK nadzvukovou rýchlosťou do difúzera D, kde sa k nim pre zvýšenie ionizácie, a tým aj vodivosti pridáva plynný draslík (0,1%). Difúzer je vložený medzi póly mohutného elektromagnetu M a v prúdiacej plazme sú zabudované zberné elektródy kolmo na smer magnetického toku. Magnetické pole odchyľuje z prúdiacej plazmy ióny podľa ich náboja k elektródam, a tak vzniká rovnosmerný prúd. Indukované napätie je úmerné stupňu ionizácie, sile magnetického poľa, rýchlosti prúdiaceho plynu a vzdialenosti elektród. Spaliny vystupujúce z difúzora majú ešte vysokú teplotu (cez 2000°C) a ich teplo sa využíva v normálnom parnom cykle. Účinnosť premeny tepla na elektrickú energiu dosahuje pri tomto kombinovanom cykle až 60%, čo je dvojnásobok účinnosti samotných parných cyklov. Vlastná spotreba elektrickej energie, predovšetkým spotreba elektromagnetov, je značná. V súčasnosti existujú skúšobné jednotky s elektrickým výkonom rádovo desiatky MW. Ich skutočná účinnosť je okolo 50%. Existujú návrhy MHD generátorov s *tekutými kovmi*, ktorých elektrická vodivosť je o 4 - 5 rádo vyššia ako u čiastočne ionizovaných plynov. Teploty tekutých kovov môžu byť tiež omnoho nižšie ako u plynov.



obr.7.31

8. Obrátené obehý

Učebný cieľ kapitoly

V kap.4. sme definovali obrátené obehý ako obehý, vypočítané na prečerpávanie pracovnej látky z prostredia nižšej energetickej hladiny do prostredia vyššej energetickej hladiny. V tomto všeobecnom ponímaní možno považovať za obrátený obeh napr. aj obeh kompresora. V tejto kapitole sa však budeme zaoberať len obrátenými obehmi, ktoré *prečerpávajú teplo* z prostredia nižšej teploty do prostredia vyššej teploty. Tieto procesy, v súlade s 2. zákonom termodynamiky, nemôžu prebiehať samovoľne na ich uskutočnenie treba dodať vonkajšiu mechanickú prácu.

Existuje veľa termodynamických princípov, na základe ktorých možno obrátené tepelné obehý realizovať, z praktických dôvodov sa však využívajú len dva:

1. *obeh kompresorový*
2. *obeh absorbčný*

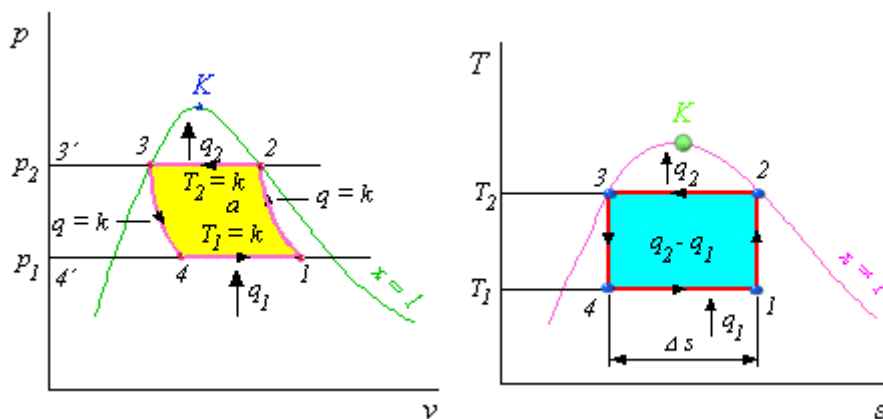
Každý obrátený obeh na jednej strane, teplo z prostredia nižšej teploty odoberá, teda *chladí*, na druhej strane teplo do prostredia vyššej teploty dodáva, teda *vykuruje*. Podľa toho, ktorá funkcia obráteného obehú je pre nás podstatná, hovoríme alebo o *chladiacich zariadeniach* alebo o *tepelných čerpadlách*. Termodynamický princíp, teda obeh, je rovnaký.

Pracovná látka, s ktorou realizujeme obeh sa nazýva *chladivo*. Existuje niekoľko desiatok prakticky používaných chladív. Ich výber závisí od teplôt T_1 (ochladzovaný priestor) a T_2 (otepľovaný priestor), medzi ktorými má obeh pracovať. Líšia sa medzi sebou chemickým zložením a závislosťou teploty bodu varu od tlaku. Tento všeobecný popis hlbšie objasníme v nasledujúcich kapitolách.

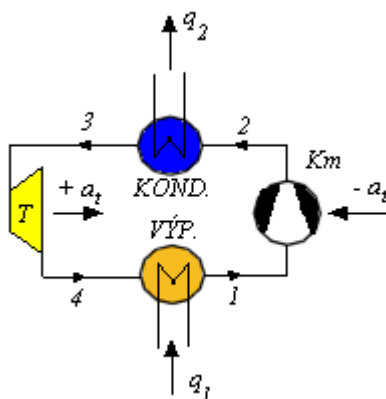
Učebným cieľom tejto kapitoly je podrobné zvládnutie problematiky obrátených obehov a ich využitia pri výrobe tepla a v chladiarenstve. Čitateľ by mal zvládnuť problematiku týchto tepelných obehov ako aj postupov vykonania ich tepelnej bilancie. Mal by podrobne zvládnuť problematiku tepelných čerpadiel i rôznych typov chladiacich zariadení, vrátane základov ich realizácie v praxi.

8.1 CARNOTOV OBEH V OBLASTI MOKREJ PARY CHLADIVA

Rovnako ako pri priamych obehoch, je Carnotov obeh teoreticky optimálny aj pre obrátené obehý medzi dvomi teplotami. Realizuje sa v oblasti pár chladiva. Diagramy pár rôznych chladív majú kvalitatívne podobné priebehy ako diagram vodnej pary, ktorý už poznáme. Obrátený Carnotov obeh v p - v a T - s diagrame je na obr.8.1, technická realizácia na obr.8.2.



obr.8.1a Obrátený Carnotov obeh: p - v diagram
obr.8.1b Obrátený Carnotov obeh: T - s diagram



obr.8.2 Obrátený Carnotov obeh - principiálna schéma

Carnotov obeh je zložený z dvoch izotermických a dvoch adiabatických zmien. Možno ho realizovať v oblasti mokrej pary (chladiva), kde *izotermie sú totožné s izobarami* (ako u vodnej pary). V T - s diagrame sú pre jednoduchosť zakreslené ideálne adiabatické zmeny.

Analyzujme teraz predpísané zmeny a ich technickú realizáciu:

1-2, adiabatická kompresia z tlaku p_1 na tlak p_2 . Súčasne sa zvýši teplota T_1 na T_2 . Realizuje sa v dokonale tepelne izolovanom kompresore K_m . Na kompresiu treba *dodať prácu*, danú v p - v diagrame plochou 1, 2, 3', 4'.

2-3, izotermická kompresia pri teplote T_2 (a tlaku p_2). Je v oblasti mokrej pary kompresiou len v zmysle zmenšovania objemu, nie v zmysle zväčšovania tlaku. Fyzikálne predstavuje kondenzáciu sytej pary na dolnú medznú krivku (bod varu pri danom tlaku). Realizuje sa *odoberaním tepla* q_2 vo výmenníku, ktorý nazývame podľa procesu v ňom prebiehajúcim *kondenzátor*. Teplo odvedené z obehu pri kondenzácii je v T - s diagrame dané plochou pod krivkou termodynamickej zmeny, plochou pod izotermou T_2 (2-3).

3-4, adiabatická expanzia z tlaku p_2 na tlak p_1 . Súčasne sa zníži teplota z T_2 na T_1 . Realizuje sa v dokonale izolovanom expanznom stroji (turbíne). Pri expanzii *získavame prácu*, danú v p - v diagrame plochou 3, 4, 4', 3'.

4-1, izotermická expanzia pri teplote T_1 (a tlaku p_1) analogicky ako pri zmene 2-3, je v oblasti mokrej pary expanziou len v zmysle zväčšovania objemu, nie v zmysle znižovania tlaku. Fyzikálne predstavuje vyparovanie mokrej pary pri teplote bodu varu pri danom tlaku na stav sýtej pary. Realizuje sa dodávkou tepla q_1 vo výmenníku, ktorý podľa procesu v ňom prebiehajúcim nazývame výparník. Teplo dodané do obehu pri vyparovaní je v T - s diagrame dané plochou pod izotermou T_1 (4-1).

Práca obehu je ako vždy daná plochou obehu, v tomto prípade ide o prácu zápornú (dodanú), ako súčet zápornej práce kompresora a kladnej práce turbíny (v diagrame p - v vyšrafovaná plocha).

Obeh sa realizuje s vhodne zvolenou pracovnou látkou (chladivom), ktorá sa pri danej teplote T_1 (obvykle zápornej v $^{\circ}\text{C}$) a tlaku p_1 dodávkou tepla odparuje a pri danej teplote T_2 (kladnej, rádovo desiatky $^{\circ}\text{C}$) a tlaku p_2 odoberaním tepla kondenzuje. Danými teplotami T_1 a T_2 sú dané aj tlaky p_1 a p_2 (izotermy sú totožné s izobarami v oblasti mokrej pary - pozri diagramy na obr.8.1). K požiadavkám na chladivo sa ešte vrátíme pri skutočných obehoch, ktoré sa v práci realizujú.

V kapitole 4. sme definovali základné pojmy pre tepelné obehly. Efektívnosť obrátených obehov určujú:

podľa vzťahu (4-5) *chladiaci faktor* ε_{ch}

$$\varepsilon_{ch} = \frac{q_1}{\alpha} = \frac{q_1}{q_2 - q_1}$$

v prípade že sa zariadenia využíva na chladenie, alebo *vykurovací faktor* podľa vzťahu (4-6)

$$\varepsilon_k = \frac{q_2}{\alpha} = \frac{q_2}{q_2 - q_1}$$

ak zariadenie využívame na vykurovanie (ako tepelné čerpadlo).

V diagrame T - s má Carnotov obeh s mokrou parou rovnaký geometrický tvar ako s ideálnym plynom. Teplá q_1 a q_2 vyjadříme rovnako, ako plochy pod izotermami T_2 a T_1 , teda

$$q_2 = T_2 \Delta s$$

$$q_1 = T_1 \Delta s$$

Sú totožné s rovnakými faktormi pre ideálny plyn (pozri vzťah (4-8) a (4-9)). Rovnaké sú aj závery z nich vyplývajúce. *Efektívnosť bude tým vyššia, čím nižší bude rozdiel teplôt $T_2 - T_1$ medzi ktorými obeh pracuje.*

Carnotov obeh v oblasti mokrej pary chladiva podľa obr.8.1 a obr.8.2 má pre praktickú technickú realizáciu niektoré nevýhody:

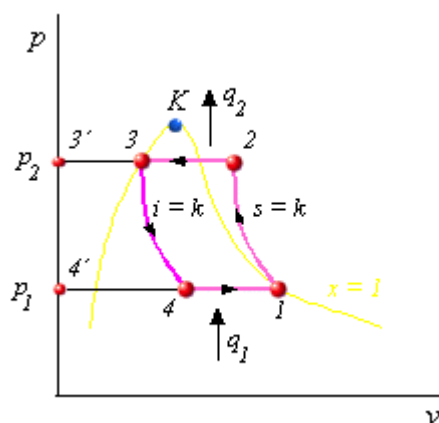
1. na vstupe do kompresora je mokrá para s pomerne vysokým obsahom kvapalnej časti chladiva, t.j. malou suchosťou, ktorá sa vysuší na hodnotu $x = 1$ až pri kompresii. Vysoký obsah kvapalnej časti je pre kompresor nežiadúci.
2. súčasťou zariadenia je expanzný stroj, z ktorého získame kladnú prácu. Tento element celé zariadenie veľmi komplikuje. (Predstavme si, že by naša domáca chladnička mala mať ešte turbínku, s výkonom rádovo niekoľkých watov).

Uvedené nedostatky odstraňuje upravený obeh zvaný Rankinov, ktorý: ad 1. posúva koniec odparovania až na hornú medznú krivku ($x = 1$) ad 2. expanziu v turbíne z tlaku p_2 na tlak p_1 nahradzuje škrtením (redukciou tlaku) v redukčnom ventile.

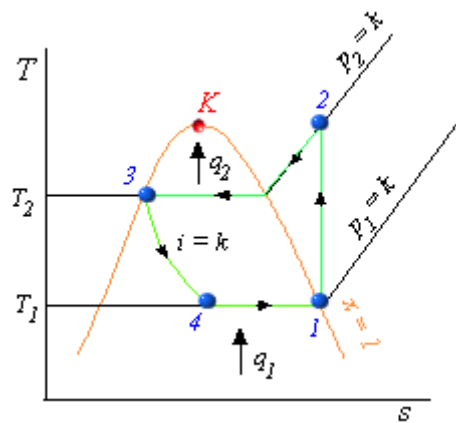
V redukčnom ventile síce expanznú prácu maríme, ale zariadenie sa podstatne zjednoduší.

8.2 RANKINOV OBEH

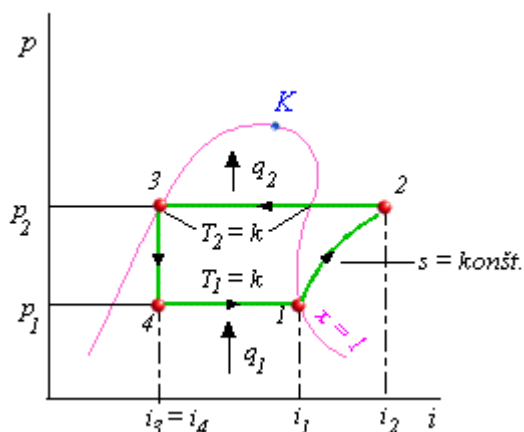
Obrátený Rankinov obeh je teoretickým obehom kompresorových chladiacich zariadení a tepelných čerpadel. Je to obeh, ktorého princíp možno využiť od najmenších po najväčšie výkony a chladiace teploty t_1 až do -60°C . Obeh v $p-v$ a $T-s$ súradniciach je na obr.8.3. V chladiarenskej technike sa takmer výlučne používa $p-i$ diagram, v ktorom sú zakreslené čiary $s = \text{const}$. Pomocou nich sa jednoducho znázorní adiabatická kompresia.



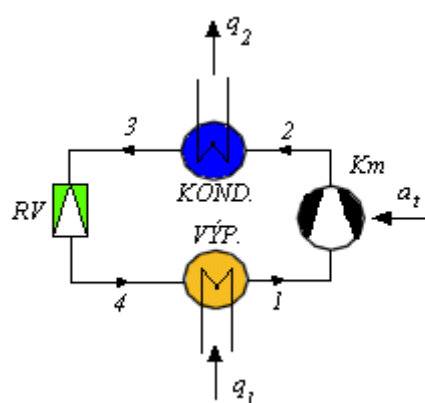
obr.8.3a Obrátený Rankinov obeh:
 $p-v$ diagram



obr.8.3b Obrátený Rankinov obeh:
 $T-s$ diagram



obr.8.4a Obrátený Rankinov obeh:
 $p-i$ diagram



obr.8.4b Obrátený Rankinov obeh:
princiálna schéma

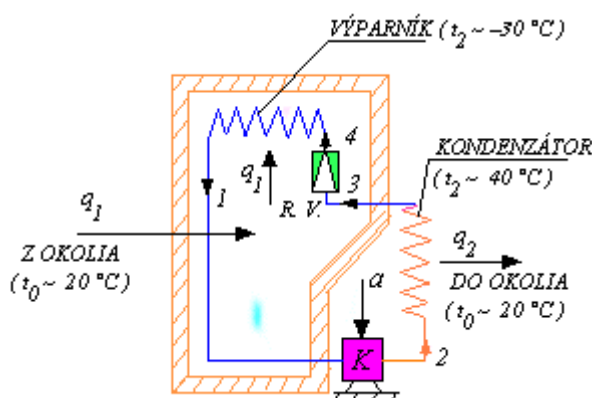
V tomto súradnicovom systéme je obeh spolu s principiálnou blokovou schémou na obr.8.4. Popíšme teraz jednotlivé zmeny a ich technickú realizáciu,

1-2 adiabatická kompresia v kompresore Km ako u Carnotovho obehu

2-3 izobarická kondenzácia v kondenzátore Kond, v dôsledku odoberania tepla q_2 pri vyššej z teplôt obehu T_2 .

3-4 redukcia tlaku z p_2 na p_1 v redukčnom ventile RV. Znížením tlaku sa súčasne zníži teplota z T_2 na T_1 (ako pri expanzii v turbíne). Redukcia tlaku (škrtenie) prebieha pri $i = \text{const}$. Náhradou expanzného stroja redukčným ventilom sa líšia obrátený Rankinov obeh na obr.8.3, obr.8.4 od obehu Carnotovho, s ktorým sme sa zaoberali doteraz. Existujú aj zariadenia s expanzným strojom, využívajúcim prácu 3, 3', 4, 4', pre svoju zložitosť sa však prakticky nevyužívajú.

4-1 izobarické odparenie vo výparníku VP v dôsledku dodávky tepla pri nižšej z teplôt obehu T_1 .



obr.8.5 Obrátený Rankinov obeh pre chladenie

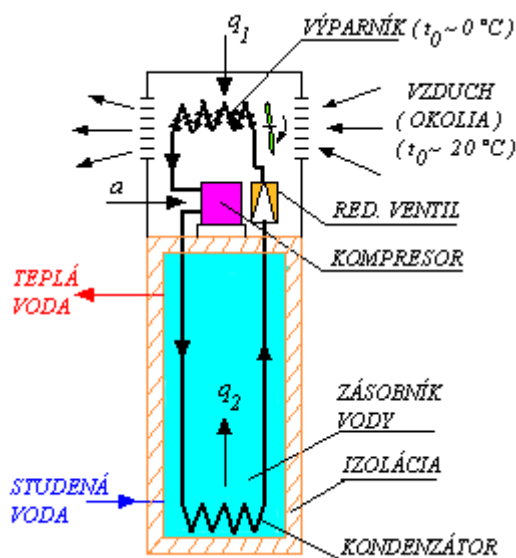
Na obr.8.5. je schéma využitia obráteného Rankinového obehu pre chladenie. Pre názornosť sú na obrázku uvedené ako príklad teploty, medzi ktorými obeh prebieha, t.j. t_1 a t_2 . Nižšia teplota t_1 (napr. -30°C) je daná požiadavkami na chladenie. Táto teplota je podstatne nižšia ako je teplota okolia t_0 (napr. $+20^\circ\text{C}$). V dôsledku rozdielu teplôt t_1 a t_2 vnika do chladeného priestoru teplo z okolia q_1 , ktoré vieme vypočítať zo zákona prenosu tepla. Teplo q_1 je absorbované výparníkom, v ktorom prúdi chladivo pri veľmi nízkej teplote t_1 . Dodávkou tepla q_1 pri tlaku p_1 sa chladivo odparí. Teplo q_1 , ktoré vniklo do chladeného priestoru a je absorbované chladivom vo výparníku pri veľmi nízkej teplote t_1 , musíme z chladeného priestoru a z chladiva dostať von do okolia. Aby bol tento proces možný, musíme zvýšiť teplotu chladiva nad teplotu okolia. Zvýšenie teploty z t_1 na t_2 (a súčasne zvýšenie tlaku z p_1 na p_2) realizujeme kompresorom. Pri teplote t_2 (napr. 40°C) vyššej ako je teplota okolia t_0 prechádza teplo z chladiva do okolia. Treba mať na pamäti blokovú schému obráteného obehu a zákon zachovania energie, podľa ktorého $q_2 = a + q_1$, teda teplo na výstupe q_2 je zväčšené oproti teplu na vstupe q_1 o mechanickú prácu a dodanú v kompresore. V kondenzátore pri teplote t_2 a tlaku p_2 v dôsledku odoberania tepla q_2 (chladenia) prebieha kondenzácia pri konštantnej teplote t_2 . Aby mohlo chladivo v nasledujúcej časti obehu odoberať teplo z chladeného priestoru pri nízkej teplote, treba znížiť jeho teplotu z t_2 na t_1 . Tento proces sa realizuje v redukčnom ventile škrtением.

Uvedený príklad chladničky demonštruje ako obrátený obeh na jednej strane odoberá teplo q_1 , na druhej strane dodáva teplo q_2 . Teda každá chladnička súčasne chladí aj vykuruje. V prípade chladničky je podstatné (určujúce) pre výpočet teplo q_1 , ktoré musíme z chladeného

priestoru odobrať. Teplo q_2 nás v tomto prípade väčšinou nezaujíma, odvádzame ho do okolia.

V prípade tepelného čerpadla nie je podstatné (určujúce) pre výpočet teplo q_1 , ktoré odoberáme z okolia, naopak podstatné je teplo q_2 , ktorým treba pokryť tepelné straty vykurovaného priestoru, či požiadavky na ohrev.

Príklad využitia obráteného Rankinovho obehu vo funkcii tepelného čerpadla pre ohrev teplej úžitkovej vody (TÚV) je na obr.8.6. Teplo q_1 sa v tomto príklade odoberá zo vzduchu (jeho ochladzovaním), teplo q_2 slúži na ohrev vody. Na obr.8.6. sú uvedené teploty t_1 a t_2 (ako príklad), medzi ktorými môže obeh pracovať. Samozrejme sú možné aj iné hodnoty teplôt. Stále však treba mať na pamäti, že efektívnosť obehu (či chladiaci alebo vykurovací faktor) je tým väčšia, čím menší je rozdiel teplôt $t_2 - t_1$, medzi ktorými obeh pracuje.



obr.8.6 Tepelné čerpadlo pre TÚV, zdroj tepla je vzduch

8.3 TEPELNÁ BILANCIA OBRÁTENÉHO RANKINOVHO OBEHU

Na bilanciú použijeme $p-i$ diagram na obr.8.4. Teplotami T_1 a T_2 je celý obeh zadaný a možno ho zakresliť do diagramu.

Ak obeh pracuje ako chladiaci, je zadaný *chladiaci výkon* - P_{Q1}

$$P_{Q1} = \dot{m} q_1 \quad (8-1)$$

resp. ak pracuje ako tepelné čerpadlo, je zadaný *vykurovací výkon* - P_{Q2}

$$P_{Q2} = \dot{m} q_2 \quad (8-2)$$

Predpokladajme tepelné čerpadlo, vychádzame teda z vykurovacieho výkonu P_{Q2} (výpočet pre chladiace zariadenie je analogický, vychádzame však z chladiaceho výkonu P_{Q1}).

Množstvo pracovnej látky prúdiacej obehom

$$\dot{m} = \frac{P_{\text{el}}}{q_2}$$

Teplo q_2 sa odvádza pri izobarickej zmene 2-3 ($p_2 = \text{const.}$).

Z vety o energii ($dq = di - vdp$) je pre izobaru 2-3 *odvedené teplo*

$$q_2 = i_2 - i_3 \quad (8-3)$$

a množstvo

$$\dot{m} = \frac{P_{\text{el}}}{i_2 - i_3} \quad (8-4)$$

Teplo privedené pri izobarickej zmene 4-1 ($p_1 = \text{const.}$) analogicky bude

$$q_2 = i_1 - i_4 = i_1 - i_3 \quad (8-5)$$

Výkon kompresora

$$P_K = \dot{m} a_t \quad (8-6)$$

kde technickú prácu kompresora a_t pri adiabetickej kompresii 1-2 vypočítame z vety o energii

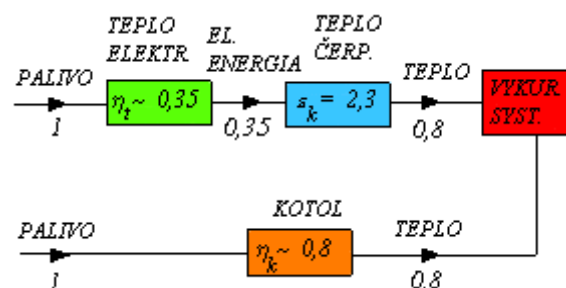
$$a_T = i_1 - i_2 \quad (8-7)$$

Vykurovací faktor podľa definície (4-6)

$$\begin{aligned} \varepsilon_K &= \frac{q_2}{a_t} = \frac{i_2 - i_3}{i_1 - i_2} \\ \varepsilon_K &= \frac{P_{\text{el}}}{P_K} \end{aligned} \quad (8-8a)$$

Chladiaci faktor podľa definície (4-5)

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ch} &= \frac{q_1}{a_t} = \frac{i_1 - i_3}{i_1 - i_2} \\ \varepsilon_{ch} &= \frac{P_{\text{el}}}{P_K} \end{aligned} \quad (8-8b)$$



obr.8.7 Ekvivalentné toky energií porovnávajúceho zdroja (paliva)

Ekonomická hodnota vykurovacieho faktora

Tepelné čerpadlo je alternatívou vykurovania klasickým palivom. Kompresor tepelného čerpadla najčastejšie poháňa elektrická energia, ktorú získavame z klasického paliva v

tepelnej elektrárni s účinnosťou $\eta_{h0} \sim 0,3$. Účinnosť priameho vykurovania (prostredníctvom kotla) je asi $\eta_{h0} \sim 0,75$. Z hľadiska primárnych zdrojov energie bude teda tepelné čerpadlo ekvivalentné klasickému kúreniu, ak bude dodávať do vykurovacieho systému rovnaké teplo ako priame spaľovanie. Ekvivalentné toky energií porovnávajúceho zdroja (palivo) sú pre obidva systémy na obr.8.7. Vykurovací faktor ako pomer tepla na výstupe k dodanej práci

$$\varepsilon_x = \frac{0,8}{0,35} = 2,1$$

čo je súčasne pomer účinnosti kotla a účinnosti tepelnej elektrárne

$$\varepsilon_k = \frac{\eta_x}{\eta_h}$$

keď $\varepsilon_x > 2,7$ je výhodnejšie tepelné čerpadlo.

$\varepsilon_x < 2,7$ je výhodnejšie klasické kúrenie.

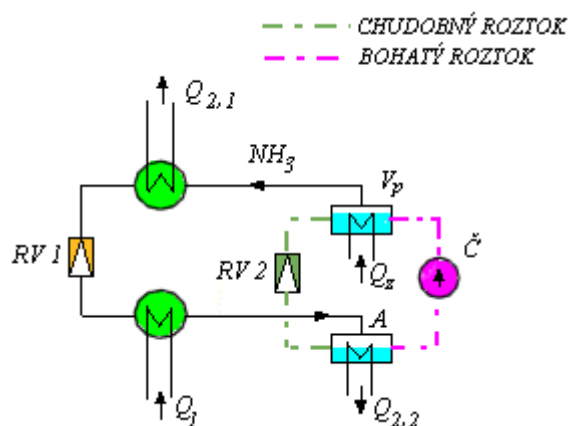
Poznámka:

Ak tepelné čerpadlo porovnávame s vykurovaním el. energiou potom je zrejme tepelné čerpadlo vždy energeticky výhodnejšie ak $\varepsilon_x > 1$.

Pri celkovom ekonomickom bilancovaní, treba, brať do úvahy aj investičné náklady, ktoré sú pre tepelné čerpadlá niekoľkokrát vyššie ako náklady na kotol. Uvedené ekonomické hodnoty platia, samozrejme pre tepelné čerpadlá pracujúce na princípe obráteného parného Rankinovho obehu, s ktorým sme sa doteraz zaoberali a ktorý sa využíva v systémoch tepelných čerpadiel vo viac ako 90% prípadoch. Tepelné čerpadlá a chladiace zariadenia možno však realizovať aj na princípe iných obehov, z ktorých je najrozšírenejší, najmä v chladiacej technike, obeh absorpčný.

8.4 ABSORBČNÝ OBEH

Pohonnou energiou absorpčného obehu je energia tepelná, získaná spaľovaním alebo odporovým elektrickým ohrevom. Je výhodné najmä tam, kde je k dispozícii odpadové teplo, odberaná para a pod., takže v porovnaní s kompresorovým zariadením možno ušetriť elektrickú energiu, potrebnú pre pohon kompresora. Principiálna schéma je na obr.8.8.



obr.8.8 Absorpčný obeh - principiálna schéma

Schéma obehu je na obr.8.8. Obeh pracuje s dvojicou chladiacich médií a najčastejšie sa používa dvojica čpavok a voda. Obeh má dva okruhy: *okruh chladiaceho média* (na obrázku plnou čiarou) a *okruh roztoku* (na obrázku bodkočiarkovanou čiarou). Popíšme teraz jeho funkciu a predpokladajme pritom činnosť tepelného čerpadla pre kúrenie. Chladivo (NH_3) na výstupe z vypudzovača V_p je v plynnom stave a má teplotu vyžadovanú pre kúrenie. Odovzdáva teplo Q_1 v kondenzátore KOND, čím kondenzuje, v redukčnom ventile RV 1 sa zníži tlak a teplota pod teplotu okolia. Vo výparníku V prijíma teplo okolia Q_1 pričom sa odparí. Ďalej vstupuje do absorbéra A naplneného vodou, v ktorej sa čpavok pohltí pri súčasnom uvoľnení tepla $Q_{2,2}$. Obehovým čerpadlom Č sa roztok, bohatý na čpavok, dopravuje do vypudzovača V , v ktorom sa prostredníctvom dodaného tepla Q_z (získaného napr. spaľovaním) zohrieva, čpavok sa uvoľňuje a znova prúdi do okruhu chladiva. Roztok ochudobnený o čpavok sa prepúšťa cez redukčný ventil RV 2 do absorbéra.

Elektrická energia na pohon obehového čerpadla je zanedbateľná. Do obehu dodávame teplo Q_z vo vypudzovači, získavame teplá $Q_{2,1}$ v kondenzátore a $Q_{2,2}$ v absorbére.

Vykurovací faktor ako pomer získaného tepla k dodanej pohonnej energii potom bude

$$\varepsilon_x = \frac{Q_{2,1} + Q_{2,2}}{Q_z} \quad (8-9)$$

a *chladiaci faktor*

$$\varepsilon_{ch} = \frac{Q_1}{Q_z} \quad (8-10)$$

Ekonomická hodnota vykurovacieho faktora závisí od druhu pohonnej energie:

- ak pohonná tepelná energia sa získava spaľovaním a absorpčný obeh slúži ako náhrada klasického kúrenia, musí byť

$$\varepsilon_x \geq 1$$

- ak pohonná tepelná energia sa získava z elektrickej energie, je ekonomická hodnota rovnaká ako pri parnom obehú s kompresorom, poháňaným el. energiou, t.j.

$$\varepsilon_x \geq 2,7$$

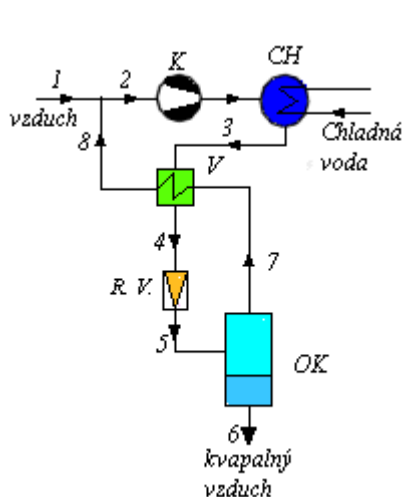
U absorbčných chladničiek, používaným v domácnosti, sa používajú tzv. difúzne obehú, v ktorých okrem chladiva a absorbenta je ešte treba látku, do ktorej prostredia sa chladivo odparuje. (Např. sa používa trojica látok: čpavok, voda a vodík.)

Vodík svojím parciálnym tlakom vyrovnáva tlak v nízkotlakovej časti (vo výparníku) na celkový tlak, rovný tlaku vo vysokotlakovej časti. Pritom pre nízku teplotu vyparovania chladiva je rozhodujúci parciálny tlak čpavku vo výparníku.

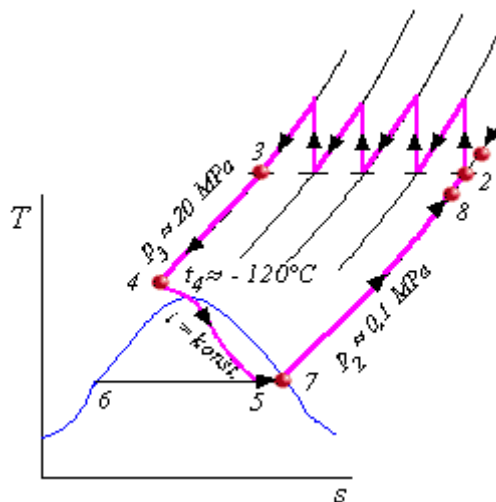
Ak sa výparník umiestni hore, môže chladivo pretekať do vypudzovača rozdielom hydrostatických tlakov, takže u týchto zariadení nie je potrebné žiadne čerpadlo, teda žiaden točivý stroj. Stačí len elektrický alebo plynový ohrev vypudzovača.

8.5 HLBOKÉ OCHLADENIE

Pre chladenie látok na teploty hlboko pod bodom mrazu sa používajú rôzne systémy. My si tu uvedieme len ako príklad Hampsonove zariadenie, slúžiace ku skvapalňovaniu plynov (např. vzduchu). Toto zariadenie využíva Jouleovho-Thomsonovho javu, pri ktorom znížením tlaku tekutiny škrténím, dochádza k ochladeniu tekutiny.



obr.8.9 Realizačná schéma Hampsonovho zariadenia



obr.8.10 $T-s$ diagram hlbokého chladenia

Základná schéma Hampsonovho zariadenia je nakreslená na obr.8.9 a príslušný idealizovaný termodynamický obeh v $T-s$ diagrame na obr.8.10.

Kompresorom K sa nasáva vzduch s tlakom $p_2 = p_1 = p_8 = 0,1 \text{ MPa}$, ktorý je zmesou vzduchu braného z atmosféry (1) a vracajúceho sa chladnejšieho vzduchu (8). Kompresia (2-3) je štvorstupňová s medzichladením v chladiči CH, čo je znázornené v $T-s$ diagrame na (obr.8.10). V schéme na (obr.8.9) nie je chladenie medzi jednotlivými stupňami kompresie podrobnejšie rozkreslené. Pre jednoduchosť je kompresia znázornená ako izoentropická.

Po kompresii a čiastočnom ochladiení chladiacej vody vzduchom, stlačený na cca 15 až 20 MPa v stave (3) vedie do výmenníku V, v ktorom sa ďalej ochladzuje chladným vzduchom, odchádzajúcim z odlučovača OK. Z výmenníku V sa vzduch v stave (4) vedie do redukčného ventilu RV, v ktorom dochádza k izoentropickým škrtením na tlak $p_5 = p_1 = 0,1 \text{ MPa}$, pričom dôjde vplyvom Jouleovho-Thomsonovho javu ku zníženiu teploty na teplotu t_5 .

Bod (5) leží v oblasti koexistencie sýtej vzduchovej pary a kvapalného vzduchu na bod varu pri teplote t_5 . Táto zmes sa zavedie do odlučovača OK, kde sa oddelí kvapalná fáza (6) (asi 10% z celkového množstva). Zostávajúca parná zložka (7) sa odvádza do výmenníka V a potom späť do sania kompresora.

Na podobnom princípe je založené Lindeovo chladiace zariadenie, vybavené niektorými doplnkami, zvyšujúcimi jeho účinnosť.

8.6 CHLADIVÁ

Obrátené obehly pracujú pri rôznych teplotách t_1 a t_2 daných požiadavkami na teplotu chladenia t_1 (v prípade chladiacich zariadení) resp. na teplotu vykurovacieho systému t_2 (v prípade tepelných čerpadel). Teplotami t_1 a t_2 sú dané tlaky v systéme p_1 a p_2 , ako je to zrejmé z konštrukcie obehu v diagramoch na obr.8.3 a obr.8.4.

Na tlaky p_1 a p_2 sa kladú ďalšie požiadavky:

$p_1 > 0,1 \text{ MPa}$, aby v systéme nebol podtlak a nedochádzalo k prisávaniu z okolia,

$p_2 < 2 \text{ MPa}$, aby systém nebol veľmi mechanicky namáhaný, preto sa volí

$$\frac{p_2}{p_1} < 5$$

$$\max. \frac{p_2}{p_1} = 10$$

Aby bolo možné splniť uvedené požiadavky pri rôznych teplotách t_1 a t_2 používajú sa u obrátených obehov desiatky rôznych chladiacich médií (chladív), ktoré sa medzi sebou líšia závislosťou teploty bodu varu od tlaku a samozrejme chemickým zložením. Medzi chladivo patrí napr. čpavok NH_3 , oxid uhličitý CO_2 , metylchlorid CH_3Cl , v kompresorových obehoch to boli donedávna rôzne halogenizované chlorovodíky zvané freóny. Označujú sa písmenom R a číslom, napr.

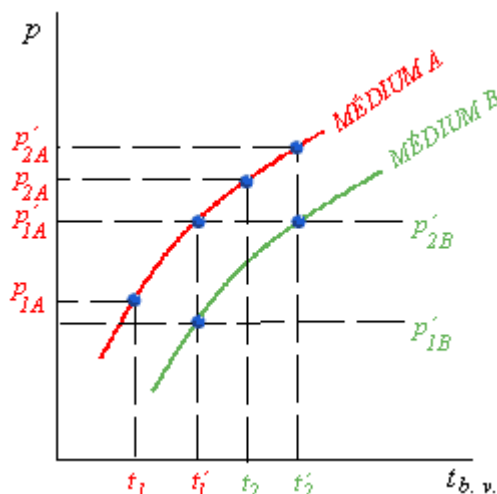
R11 - trichlórfluórmétán	C Cl ₃ F	+23,7 °C
R12 - dichlórfluórmétán	C Cl ₂ F ₂	-28,8 °C
R22 - monochlórtrifluórmétán	C ClF ₃	-40,8 °C
R13 - monochlórdifluórmétán	C ClF ₂	-81,5 °C

a mnoho ďalších. Dnes sú nahradzované zmesami alebo celkom novými ekologickými chladivami.

Možnosti zmeny teplôt t_1 a t_2 , medzi ktorými obeh pracuje vyplývajú z obr.8.11.

Na obr.8.11 je nakreslená závislosť teploty bodu varu od tlaku pre dve rôzne chladiace médiá A a B. Predpokladajme, že obeh pracuje medzi teplotami t_1 a t_2 s médiom A. Týmto teplotami sú jednoznačne dané tlaky vyparovania - p_{1A} a kondenzácie - p_{2A} . Ak chceme zmeniť teploty z t_1 na t_1' a z t_2 na t_2' , máme *dve možnosti*:

1. *s rovnakým chladiacim médiom A treba zmeniť tlaky*, medzi ktorými obeh pracuje z p_{1A} a p_{2A} na p_{1A}' a p_{2A}' . Ak zariadenie nie je na tieto tlaky dimenzované, treba použiť druhú možnosť, a to



obr.8.11 Zmena teplôt chladiaceho média

2. *vymeniť chladiace médium A za chladiace médium B*, a to také, pri ktorom tlakom približne rovnakým, ako p_{1A} a p_{2A} zodpovedajú teploty vyparovania a kondenzácie t_1' a t_2' .

8.7 TEPELNÉ ČERPADLÁ A ZDROJE NÍZKO POTENCIÁLNEHO TEPLA

Na obr.8.6 sme ukázali príklad tepelného čerpadla využívaného na ohrev vody. Zdrojom nízko potenciálneho tepla je v tomto prípade vzduch z okolia, ktorému výparník s nízkou teplotou t_1 teplo odoberal. Kondenzátor s vyššou teplotou t_2 odovzdával toto teplo, zvýšené o energiu dodanú kompresorom, do vody v zásobníku. Vzduch sa odoberaním tepla ochladzuje, čo nie je vždy žiadúce, ak sa napr. jedná o uzavreté priestory. Preto sa odoberanie tepla uskutočňuje často mimo objekt napr. v záhrade.

Zberač nízko potenciálneho tepla však nemusí byť umiestnený vo vzduchu (ako je to na obr.8.6), ale aj vo vode (rieke, jazere) alebo zakopaný v zemi. Podľa toho aká z uvedených možností je idealizovaná hovoríme, že zdrojom nízko potenciálneho tepla je

1. *vzduch*, alebo
2. *voda*, alebo
3. *zem*

prípadne aj kombinácie s ďalšími zdrojmi (napr. slnečné žiarenie). Podľa zdroja nízko potenciálneho tepla (výparníka) a prostredia, do ktorého sa odovzdáva vysoko potenciálne teplo (z kondenzátora) označujeme tepelné čerpadlo ako napr.

- vzduch - voda (teplo sa odoberá vzduchu a odovzdáva vode)
- voda - voda (teplo sa odoberá vode a odovzdáva vode)
- zem - voda (teplo sa odoberá pôde a odovzdáva vode)

Od zdroja nízko potenciálneho tepla (jeho teploty) závisí efektívnosť činnosti tepelného čerpadla (vykurovací faktor ε_K), preto sa zdrojmi budeme ďalej zaoberať.

Závislosť tepelného výkonu (vykurovacieho výkonu P_{Q2} podľa vzťahu 8-2) od teploty prostredia, z ktorého sa nízko potenciálne teplo odoberá sa nazýva *charakteristika tepelného čerpadla*.

Tepelné čerpadlo pracuje podľa obráteného Rankinovho obehu, ktorý vynikol malými úpravami z obehu Carnotovho. Pre vykurovací faktor Carnotovho obehu platí (4-8).

$$\varepsilon_K = \frac{T_2}{T_2 - T_1}$$

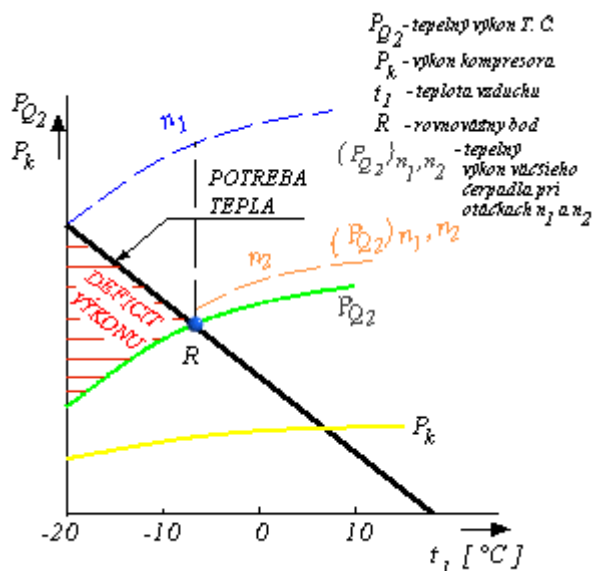
kde T_2 a T_1 sú (pri zanedbaní nutných teplotných spádov) teplota vykurovacieho média (T_2) a nízko potenciálneho zdroja tepla (T_1). Kvalitatívne platí tento vzťah aj pre obeh Rankinov. Súčasne platí podľa (9-8a)

$$\varepsilon_K = \frac{q_2}{a_t} = \frac{\dot{m} q_2}{\dot{m} a_t} = \frac{P_{Q2}}{P_K}$$

resp. $P_{Q2} = \varepsilon_K P_K$

kde P_K je výkon kompresora za predpokladu $P_K = \text{const.}$, je tepelný výkon P_{Q2} priamo úmerný ε_K , ktorý je zasa *nepriamoúmerný rozdielu teplôt $T_2 - T_1$, medzi ktorými obeh pracuje*. Čím menší je rozdiel $T_2 - T_1$ tým väčší je ε_K , resp. *čím je teplota nízko potenciálneho zdroja T_1 nižšia (pri danej teplote T_2), tým nižšia je hodnota ε_K a tým aj vykurovacieho výkonu P_{Q2} .*

Z uvedenej analýzy si vieme predstaviť ako asi bude vyzerat' charakteristika tepelného čerpadla. Tá je znázornená na obr.8.12 pre zdroj nízko potenciálneho tepla - vzduch. Na obr.8.12 je zakreslená aj potreba tepla, t.j. tepelné straty vykurovaného priestoru, ktoré s klesajúcou vonkajšou teplotou narastajú približne lineárne.



obr.8.12 Charakteristika tepelného čerpadla a potreba tepla - zdroj nízko potenciálneho tepla: vzduch

Vidíme, že charakteristika tepelného čerpadla má opačný priebeh ako by sme potrebovali. Na ľavo od rovnovážneho bodu R (okolo 0°C) nestačí tepelné čerpadlo pokryť tepelné straty. Bolo by samozrejme možné navrhnuť tepelné čerpadlo väčšieho výkonu ako je to na obr.8.12 naznačené čiarkovanou čiarou a v rovnovážnom bode znížiť výkon otáčkami kompresora, ale toto riešenie by bolo nákladné a neekonomické, pretože pri teplotách pod 0°C pracuje tepelné čerpadlo s nízkym vykurovacím faktorom ε_K . Deficit výkonu naľavo od bodu R treba preto pokryť klasickým kúrením. Sú teda potrebné 2 zdroje tepla a podľa toho, v akej kombinácii pracujú, hovoríme, že prevádzka je bivalentná a to alebo

1. **paralelná** (naľavo do rovnovážneho bodu pracuje aj tepelné čerpadlo aj kotol)
2. **alternatívna** (naľavo od rovnovážneho bodu pracuje len kotol, napravo len tepelné čerpadlo). Kotol musí byť v tomto prípade navrhovaný na plný výkon, na rozdiel od prevádzky paralelnej.

Pre nízku efektivitu tepelného čerpadla pri teplotách menších ako 0°C , využíva sa viac prevádzka alternatívna).

V predchádzajúcom príklade sme naznačili problémy spojené so vzduchom ako zdrojom nízko potenciálneho tepla. Zhrňme doterajšie poznatky a pridajme ďalšie, o ktorých sme zatiaľ nehovorili.

Vzduch - zdroj nízko potenciálneho tepla

1. nestačí pri pod nulových teplotách okolia ekonomicky pokryť potrebu tepla. Je treba aj ďalší zdroj - klasický kotol.
2. výparník (možno si predstaviť ako automobilový chladič) je pre lepší prenos tepla vybavený ventilátorom, ktorý môže svojím hlukom obťažovať okolie.

- vo výparníku proudí chladivo s nízkymi teplotami a vzniká na ňom námraza (ako v chladničke), ktorú treba periodicky odstraňovať.

Poznámka:

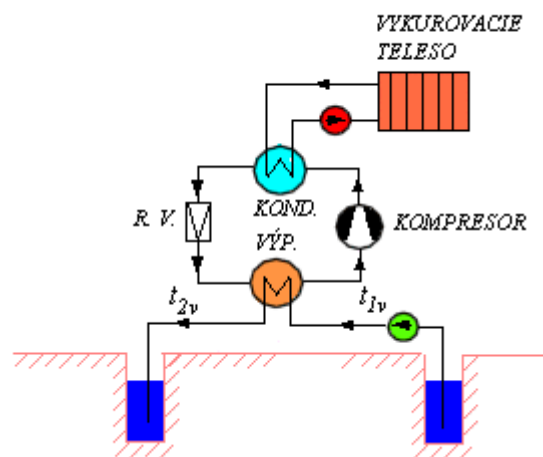
Nízka efektivita pri podnulových teplotách vonkajšieho vzduchu vtedy, ak výparník možno umiestniť v priestoroch, v ktorých teplota neklesá pod 0°C (napr. v pivnici). Priestory musia byť dostatočne rozmerné, aby v dôsledku činnosti výparníka neklesla teplota pod 0°C a nedošlo k zamrznutiu rozvodov vody. Teplo odobraté výparníkom musí sa nahradiť teplom preneseným z vonkajšej vody cez základy. V tomto prípade ide o nepriamu kombináciu zdrojov: zem - vzduch.

Voda - zdroj nízko potenciálneho tepla

Zdrojom môže byť voda

- povrchová
- spodná (studničná)
- termálna, resp. voda z chladenia technologických procesov

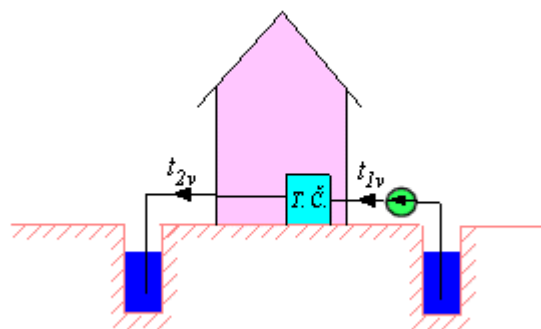
ad 1. Príklad využitia *povrchovej vody* t.j. vody z rieky, jazera či mora je na obr.8.13.



obr.8.13 Zdroj nízko potenciálneho tepla - voda z rieky.

Voda rieky odovzdáva teplo vo výparníku a ochladená o $t_{1v} - t_{2v} \sim 4\text{ K}$ sa do rieky vypúšťa. Problém je v tom, že v zimnom období môže teplota vody v rieke klesať blízko k 0°C . Pri ochladení vo výparníku o 4 K by zamrzala a je preto použiteľná len ak je jej teplota vyššia ako 5°C . V našich klimatických podmienkach to celoročne neplatí a preto možno konštatovať ako u vzduchu. *Povrchová voda vyžaduje aj klasický kotol.*

ad 2. Príklad využitia *studničnej vody* je na obr.8.14.



obr.8.14 Zdroj nízko potenciálneho tepla - voda studničná

Studničná voda sa nachádza zvyčajne v nezamrzajúcej hĺbke t.j. v našich podmienkach asi 0,8m. Ak ju čerpáme z väčšej hĺbky, kde teplota celoročne neklesne pod 5°C, možno ju využiť po celý rok a tepelné čerpadlo *môže pracovať monovalentne*, t.j. bez prídavného klasického zdroja (kotla). Do tep. čerpadla (do výparníka) voda sa z jednej studne čerpá a ochladená o $t_{1v} - t_{2v} \sim 4 \text{ K}$ do druhej, dostatočne vzdialenej, vypúšťa. Ak by sme ju vypúšťali do tej istej studne, z ktorej čerpáme, teplota neustále klesala, až by studňa zamrzla. Spotreba vody je značná. Pre demonštráciu uvidíme jednoduchý príklad:

Požadovaný tepelný výkon $P_{Q2} = 18 \text{ kW}$ (asi pre rodinný dom)

Vykurovací faktor $\varepsilon_K = 3$

Ochladenie vody $t_{v1} - t_{v2} = 4 \text{ K}$

Merná tepelná kapacita vody $c = 4,2 \text{ kJ/kgK}$

Potom výkon kompresora

$$P_K = \frac{P_{Q2}}{\varepsilon_K} = \frac{18}{3} = 6 \text{ kW}$$

Nízko potenciálne teplo

$$P_{Q1} = P_{Q2} - P_K = 18 - 6 = 12 \text{ kW}$$

Pre odobraté teplo z vody P_{Q1} musí platiť

$$P_{Q1} = \dot{m} c (t_{v1} - t_{v2}) = \dot{m} c \Delta t$$

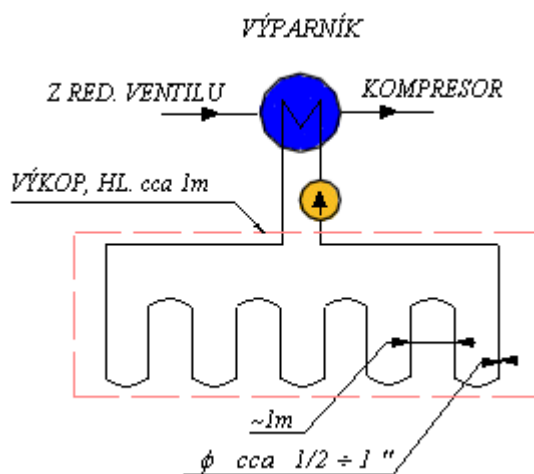
Hmotný prietok vody

$$\dot{m} = \frac{P_{Q1}}{c \Delta t} = \frac{12}{4,2 \cdot 4} = 0,7 \text{ kg/s} = 2520 \text{ kg/h} = 2,52 \text{ m}^3/\text{h}$$

ad 3. *Voda termálna*, alebo z chladenia technologických procesov je ešte výhodnejšia ako voda studničná. Čím je jej teplota vyššia, tým vyšší je aj vykurovací faktor a efektívnosť činnosti tepelného čerpadla. U termálnej vody býva niekedy problém s obsahom solí, ktoré zapríčiňujú usadeniny na stenách teplovýmenných plôch výparníka. Vyžaduje preto chemickú úpravu.

Zem - zdroj nízko potenciálneho tepla

V hĺbke $\sim 1\text{m}$ je teplota zeme celoročne nad 0°C, preto teplo z nej odobraté môže trvalo zabezpečiť ekonomickú prevádzku tepelného čerpadla, ktoré pracuje monovalentne, bez prídavného klasického zdroja ako v prípade studničnej vody. Zemný zberač tepla musí byť rozmiestnený na dostatočne veľkej ploche tak, aby teplo, ktoré odoberá sa stačilo priviesť z okolia tepelnou vodivosťou zeminy. Tá závisí od štruktúry zeminy a jej vlhkosti. Schéma tepelného zberača je na obr.4.15.



obr.8.15 Schéma zemného zberača tepla

Pre zlepšenie tepelnej vodivosti zeminy bývajú niekedy v priestore zberača zabudované trysky, ktoré zem zvlhčujú.

Zo schémy vyplýva, že pre uloženie zemného zberača treba najprv urobiť výkop hĺbky cca 1m na dno uložiť PVC rúrky zberača a znova výkop zasypať. Neprichádza teda v úvahu napr. v skalnom podloží, pretože nároky na plochu výkopu (ohraničenú na obr.8.15 čiarkovane) sú značné. V závislosti od tepelnej vodivosti a štruktúry zeminy možno odobrať z jednotky plochy $q_1 \sim 30 - 40 \text{ W/m}^2$.

Pre predstavu o potrebe plochy uvažujme rovnaký príklad ako pri studničnej vode, kde sme vypočítali, že nízko potenciálny výkon je

$$P_{Q1} = 12 \text{ kW}$$

Potom potrebná plocha zemného zberača, ak počítame s hodnotou $q_1 = 40 \text{ W/m}^2$ je

$$S = \frac{P_{Q1}}{q_1} = \frac{12 \cdot 10^3}{40} = 300 \text{ m}^2$$

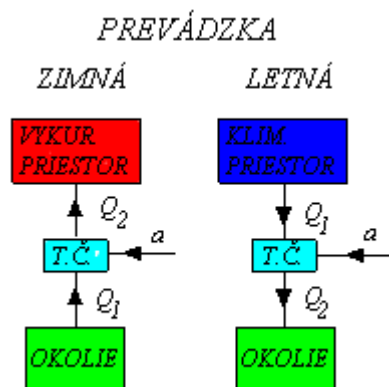
Kombinované zdroje nízko potenciálneho tepla

Sú možné rôzne kombinácie už uvedených zdrojov. Medzi ďalšie kombinácie, často využívané, patrí kombinácia slnečné žiarenie - vzduch, tzv. **energetická strecha**. Zberač nízko potenciálneho tepla, umiestnený na streche domu (alebo aj mimo), je v podstate podobný slnečnému kolektoru, bez izolácie na spodnej strane a bez zasklenia na hornej strane. Odoberá za každých podmienok teplo zo vzduchu, v prípade, že svieti slnko sa prívod tepla zintenzívňuje. Dážď, vietor, ktoré sú v prípade slnečného kolektora nežiadúcim javom, pôsobia u energetickej strechy priaznivo (lebo zintenzívňujú prenos tepla).

8.8 TEPELNÉ ČERPADLO AKO KLIMATIZAČNÉ ZARIADENIE

Všetky chladiace obeh, z ktorých dva najrozšírenejšie sme uviedli, môžu plniť funkciu chladiacu alebo vykurovaciu. Princíp je rovnaký, v oboch prípadoch ide o prečerpávanie tepla z teploty nižšej na vyššiu, rozdiel je len v úrovni teplôt a využití tepiel, ktoré do obehu vstupujú a vystupujú. Aj klimatizácia nie je nič iné ako prečerpávanie tepla z klimatizovaného priestoru do vonkajšieho okolia prostredníctvom chladiaceho obehu. Je preto výhodné

navrhnuť klimatizačné zariadenie tak, aby mohlo v zimnom období plniť funkciu tepelného čerpadla podľa obr.8.16.



obr.8.16 . Sezónna prevádzka tepelného čerpadla

Technické riešenie spočíva v tom, že sa prostredníctvom troj- alebo štvorcestných ventilov obráti zmysel obehu. Z kompresora prúdi chladivo do pôvodného "výparníka" (s nižšou teplotou) z ktorého sa tak stane kondenzátor (s vyššou teplotou), z pôvodného "kondenzátora" sa stane výparník. Priestor, ktorý sa v pôvodnom režime chladil sa po obrátení zmyslu prúdenia zohrieva a naopak. Okrem toho je jednoznačne výhodné použiť chladiaci obeh všade tam, kde možno využiť obidve teplá, ktoré sa na obeh zúčastňujú, napr. klimatizácia budovy spojená s ohrevom vody pre bazén (v letnom období), alebo výroba umelého ľadu na štadióne spojená s vykurovaním budovy a pod..