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, naviac 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

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

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*

Vnútorná 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 vnútorná energia :

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

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
$T_0 = 273$ 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:

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

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

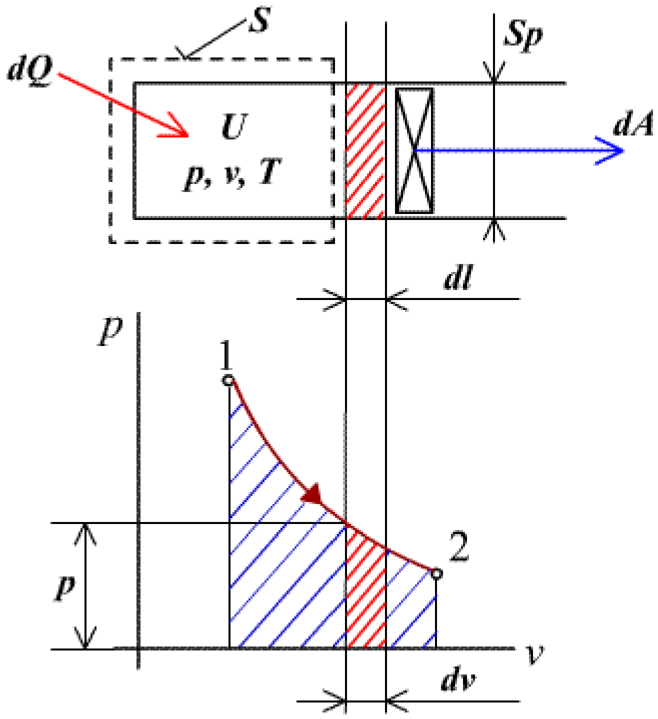
$$dQ = TdS \quad \text{resp.} \quad dS = \frac{dQ}{T}, ds = \frac{dq}{T} \quad (2\text{-}3a)$$

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

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. *Vnútorná 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:

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

a pre 1 *kg*

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

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

$$dA = pdV \; [J] \quad (2\text{-}5a)$$

resp. pre 1 *kg*

$$da = pdv \; [Jkg^{-1}] \quad (2\text{-}5b)$$

a pre konečnú zmenu od stavu 1 do stavu 2

$$a = \int_1^2 pdv \quad (2\text{-}5c)$$

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

$$dq = du + pdv \quad (2\text{-}6)$$

Z pracovného diagramu *p-v* vidieť, že *práca má geometrický význam plochy, vymedzenej krivkou termodynamickej zmeny a jej priemetom na os v*. Táto práca s 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.

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

$$da = pdv = 0$$

$$(dq)_{v=k} = du \quad (2\text{-}7)$$

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

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

resp.

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

za predpokladu, že c_v = const, t.j. pre ideálny plyn. Δu je násobkom ΔT, preto je *vnútorná 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.) $i = u + pv$:

$$di = du + pdv + vdp$$

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

$$di = dq + vdp$$

$$dq = di - vdp \quad (2\text{-}9)$$

Predpokladajme izobarickú zmenu, t.j. p = const.

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

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

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

resp.

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

za predpokladu, že ide o ideálny plyn, t.j. c_p = 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 ľubovolné deje. Nulová hodnota entalpie je definovaná pre teplotu $0°C$:

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

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

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

a s rešpektovaním definície (2-11) je

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

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

Príklady

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

a. $t = 10°C$: $i = 4,2.10 = 42$ $kJ\, kg^{-1}$, čo je množstvo tepla, potrebné na zohriatia 1 kg vody z 0°C na 10°C, alebo inými slovami: teplo, ktoré 1 kg vody pri teplote 10°C obsahuje.

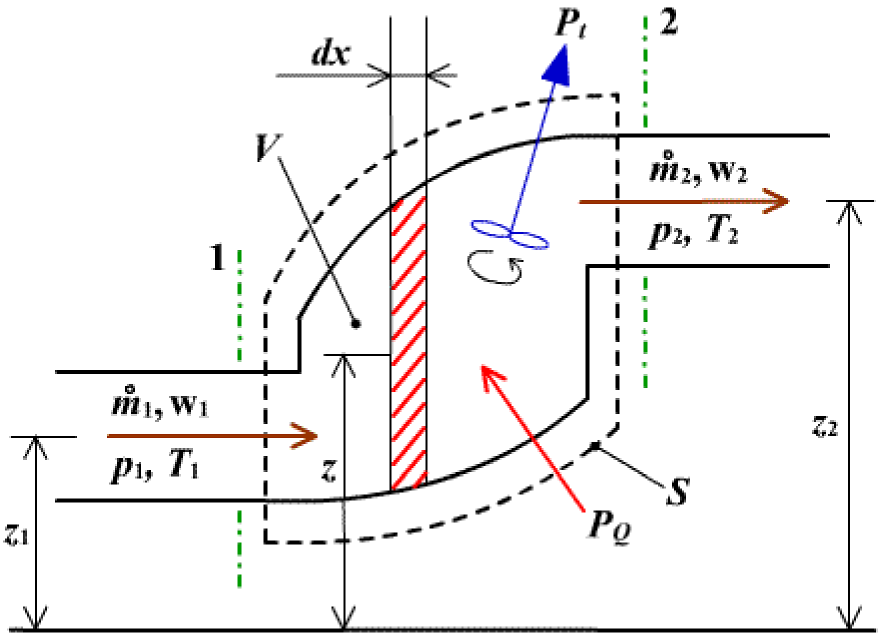
b. $t = 100°C$: $i = 420$ $kJ\, kg^{-1}$

c. Entalpia pary, ktorá vznikla odparením vody z príkladu b.) pri tlaku 0,1 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. $p = 4$ MPa, $t = 400°C$, je $i = 3220$ $kJ\, kg^{-1}$. To znamená, že potrebujeme 3220 kJ na zohriatia 1 kg vody z teploty 0° C na teplotu bodu varu (pri $p = 4$ 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:

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

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

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

resp.

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

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

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

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

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

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:

$$\frac{\partial P_Q}{\partial x} = \left(\frac{\partial i}{\partial \tau} + \frac{\partial e_k}{\partial \tau}\right)S\rho + \left(i + e_p + e_k\right)S\frac{\partial \rho}{\partial \tau} +$$

$$+\left(\frac{\partial i}{\partial x} + \frac{\partial e_p}{\partial x}\frac{\partial e_k}{\partial x}\right)S\rho w +$$

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

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

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

kde $\frac{\partial P_Q}{\partial x}$, $\frac{\partial P_t}{\partial x}$ 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

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

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

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

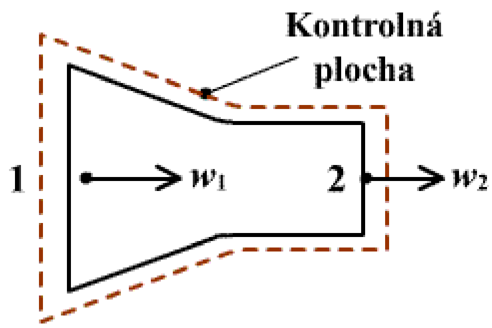
a po vydelení $\dot{m}\,[kgs^{-1}]$ dostávame z dodaných výkonov energie, dodané 1 kg tekutiny

$$q = \left(i_2 - i_1\right) + g\left(z_2 - z_1\right) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + a_t \quad \left[Jkg^{-1}\right] \qquad (2\text{-}16a)$$

V diferenciálnom tvare rovnica bude

$$dq = di + gdz + wdw + da_t \quad (2\text{-}16b)$$

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)

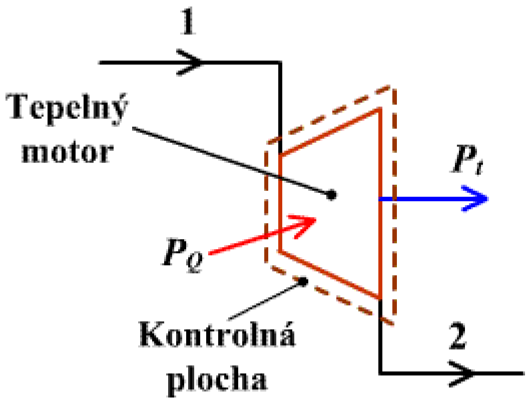


obr.2.3 Prúdenie dýzou

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

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

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 $\left(de_p = de_k \doteq 0\right)$. Potom dostávame z rovnice (2.16.b)



obr.2.4 Bilančná schéma tepelného motora

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

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

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

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

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

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:

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

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

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

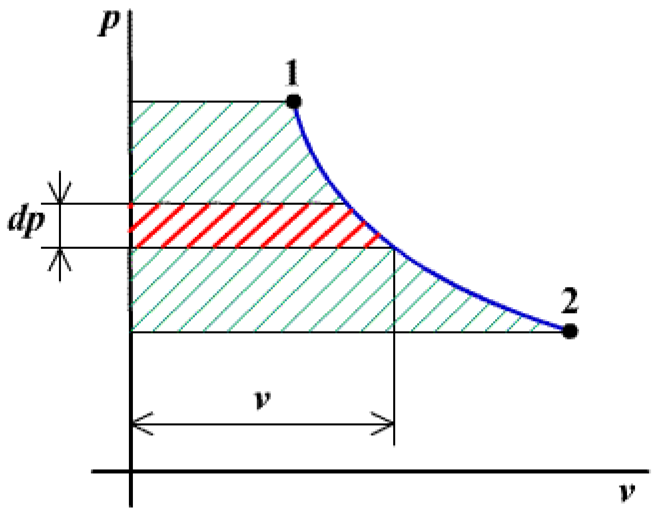
Technickú prácu môžeme okrem rovnice (2-18b) vypočítať aj zo známeho priebehu termodynamickej zmeny, ktorá sa kontinuálne uskutočňuje v tepelnom motore.
Porovnaním rovníc (2-9) a (2-18a):

$$dq = di - vdp$$
$$dq = di + da_t$$

zisťujeme že platí:

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

a *technická tlaková práca má*, podobne ako práca absolútna, geometrický *význam plochy, vymedzenej krivkou termodynamickej 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 termodynamickej 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

$$P_Q = \frac{d}{d\tau}(Mi) + (\dot{m}i)_2 - (\dot{m}i)_1 - V\frac{dp}{d\tau} + P_t \quad [W] \qquad (2\text{-}21)$$

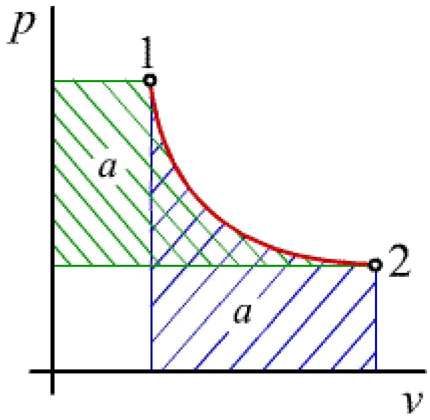
kde index "2" - výstup, "1" - vstup.

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):

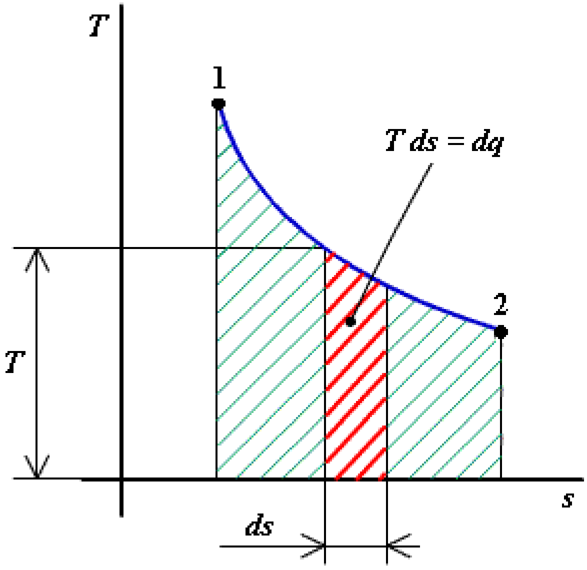
$$a_t = -\int_1^2 v dp$$

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)

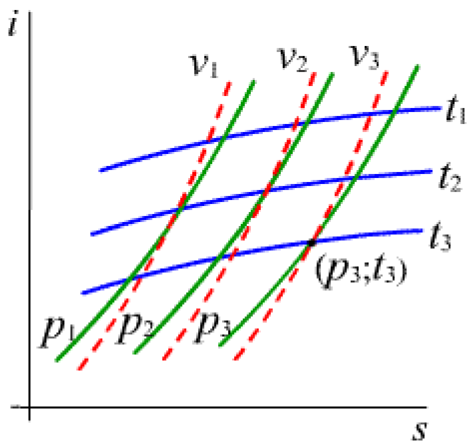


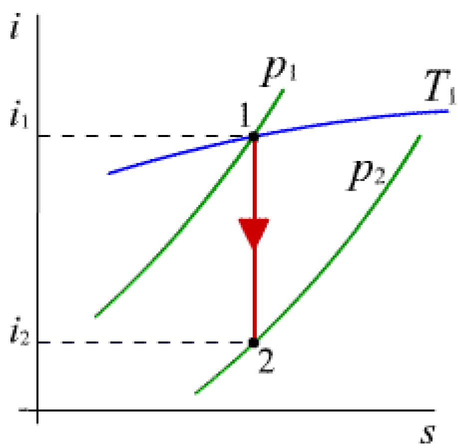
obr.2.7 T - s diagram

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 naviac izotermy, pretože stav je zvyčajne zadaný tlakom a teplotou a leží na priesečníku danej izobary a izotermy , 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 = 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