

3. Stavové zmeny plynu

Učebný cieľ kapitoly

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

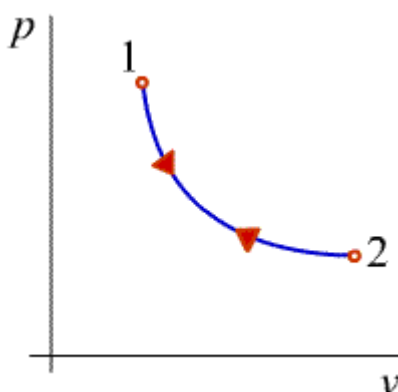
Pre vratné zmeny ideálneho plynu (izochorická, izobarická, izotermická, adiabatická, polytropická) by čitateľ mal vedieť definovať základné vzťahy pre rovnicu zmeny, vnútornú energiu a entalpiu, absolútnu a technickú prácu, dodané teplo podľa prvej vety termodynamickej, a zmenu entropie sústavy.

Mal by vedieť zdefinovať nevratné zmeny ideálneho plynu (adiabatická zmena s trením, adiabatické zmiešavanie plynov, a izoentalpické 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 obidvoch 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)

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

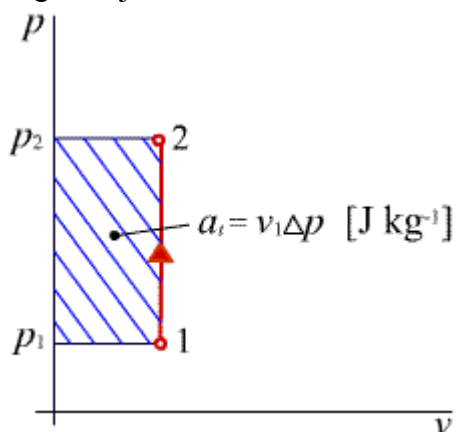
5. vypočítame zmenu entropie podľa rovnice (2-3b)

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

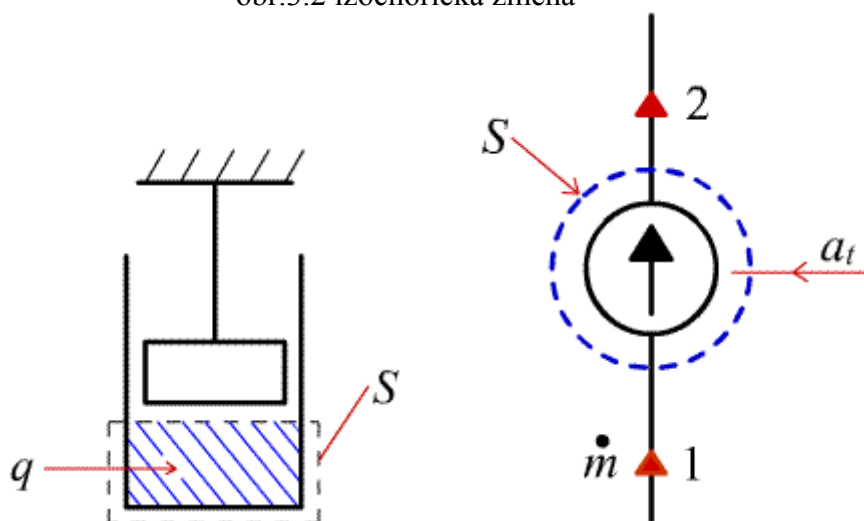
Znova zdôrazňujeme, že je rozdiel, pri bilancovaní tých istých zmien podľa toho či sa realizujú v uzavretej alebo otvorenej sústave. Tento rozdiel spočíva vo výpočte práce (absolútna v uzavretej sústave, technická v otvorenej sústave) a markantne sa prejaví najmä pri izochorickej a izobarickej zmene.

3.2.1 Izochorická zmena, $v = konst$

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.

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

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{p_2} &= \frac{T_1}{T_2} \\ \text{resp. } \frac{p}{T} &= \text{const.} \end{aligned}$$

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.

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

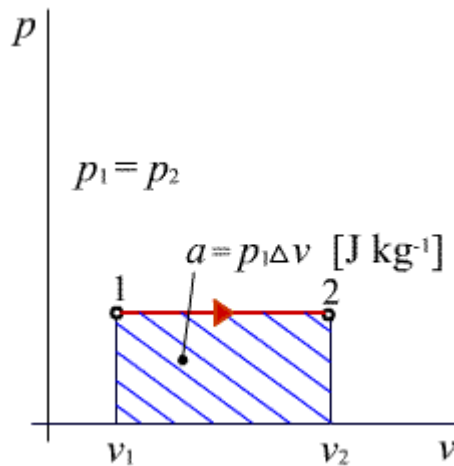
$$\Delta i + a_t = c_p(T_2 - T_1) + v(p_1 - p_2)$$

5.

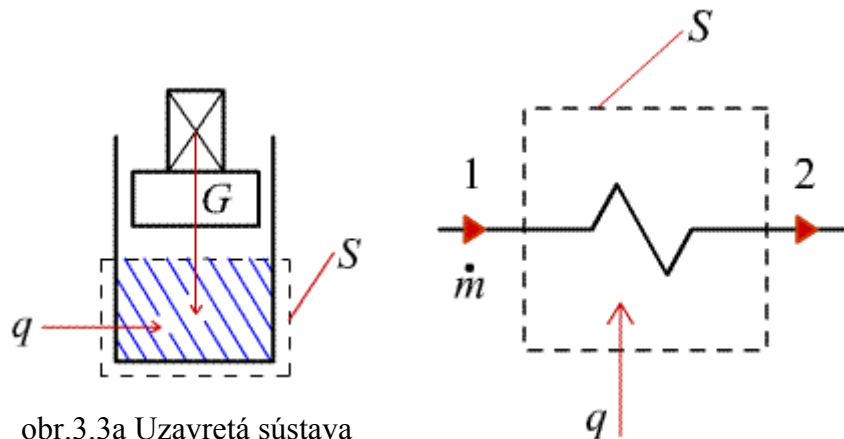
$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{du}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3-3)$$

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:

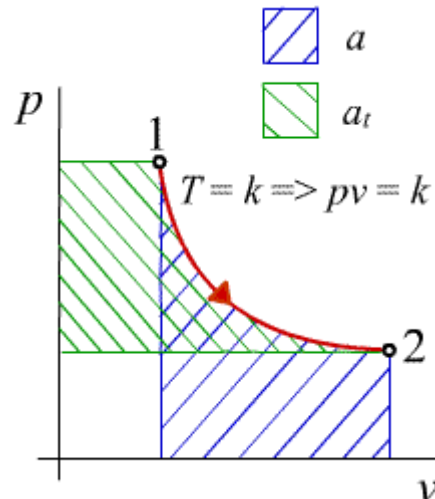
$$\begin{aligned}1: \quad p_1 v_1 &= RT & 2: \quad p_2 v_2 &= RT \\ p_1 v_1 &= p_2 v_2 = pv = \text{const.}\end{aligned} \quad (3-7)$$

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 izotermy 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, $q = konst.$

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

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

Z prvej rovnice

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

dosadíme do druhej

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

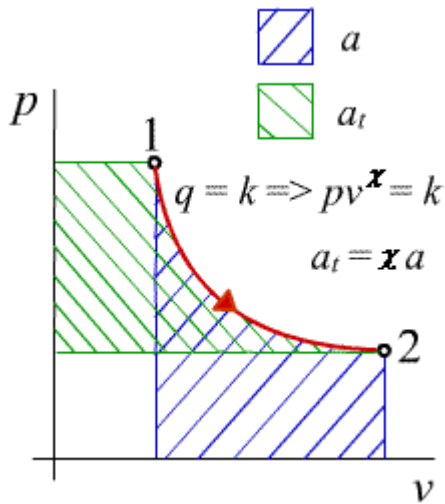
Pomer $\frac{c_p}{c_v} = \chi$ je Poissonova konštanta. Riešenie tejto jednoduchšej diferenciálnej rovnice je

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

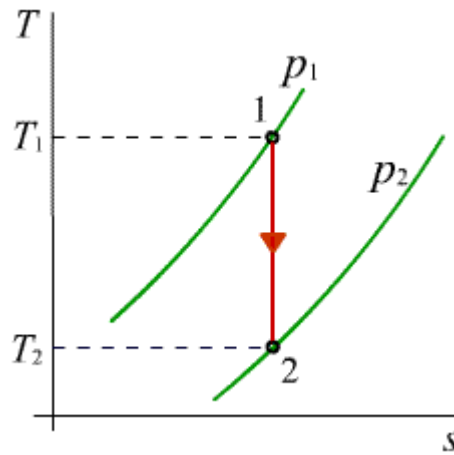
Grafické znázornenie v p - v súradniciach je na obr.3.5a. Veľmi jednoducho sa znázorní adiabatická zmena v súradnicových systémoch T - s a i - s ako čiara konštantnej entropie pretože podľa rovnice (2-3) pre $dq = 0$ je

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

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

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

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

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

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

4. Dodané teplo je nulové, dané charakterizujúcou podmienkou adiabatickej 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

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

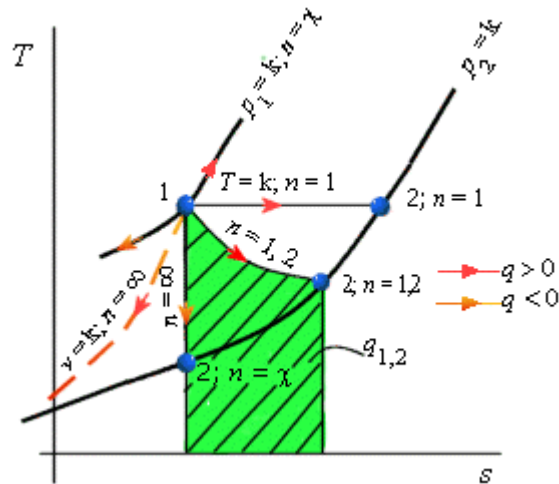
5. Zmena entropie

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

Zo zmeny entropie možno dodané teplo vyjadriť približne

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

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.

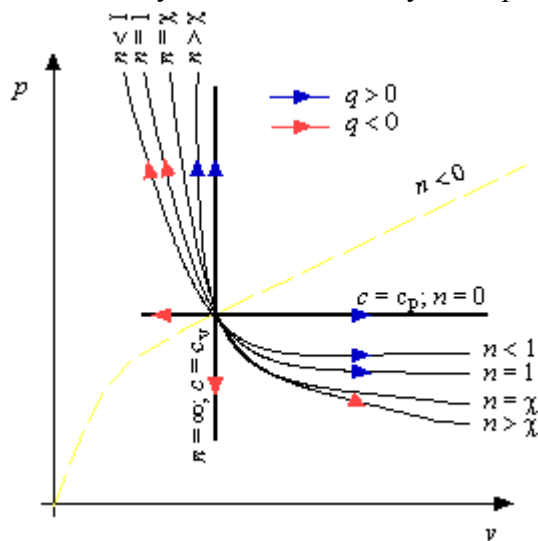


obr.3.6 Polytropické krivky v T - s diagrame

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 .



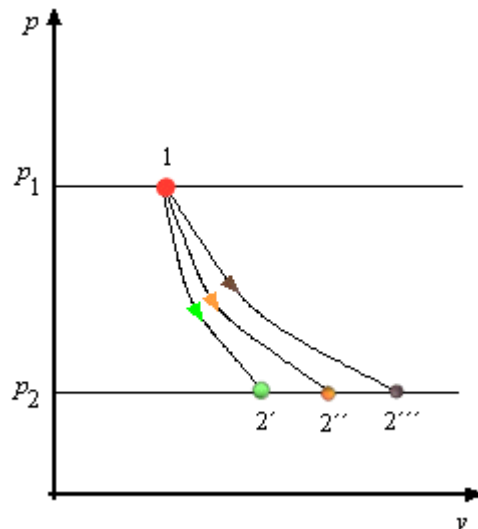
obr.3.7 Polytropické krivky v p - v diagrame

Vplyv tepla na prácu polytropickej zmeny.

a. *expanzia*

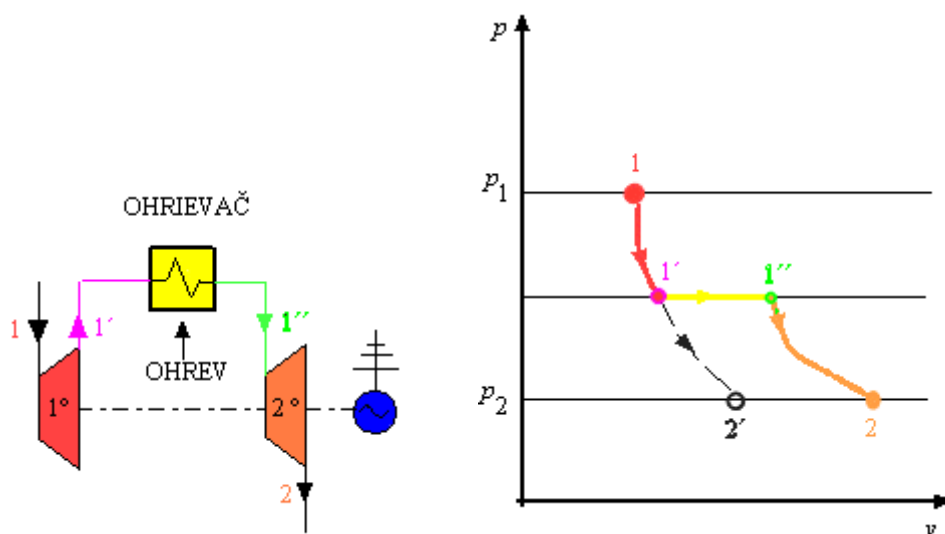
Na obr.3.8 sú tri polytropické expanzie 1-2 s rovnakým východným stavom 1, zakreslené v súradnicovom systéme p - v , kde plocha pod krivkou termodynamickej zmeny má geometricky význam práce.

$$v_2^{>} > v_2^{=} > v_2^{<} \Rightarrow T_2^{>} > T_2^{=} > T_2^{<}$$



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 chladieť, 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.

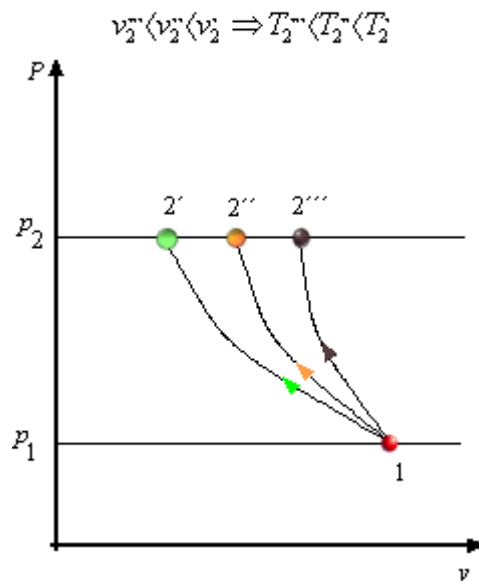


obr.3.9 Dvojstupňová expanzia s medziprehrevom (p-v diagram a principiálna schéma)

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 $p-v$.

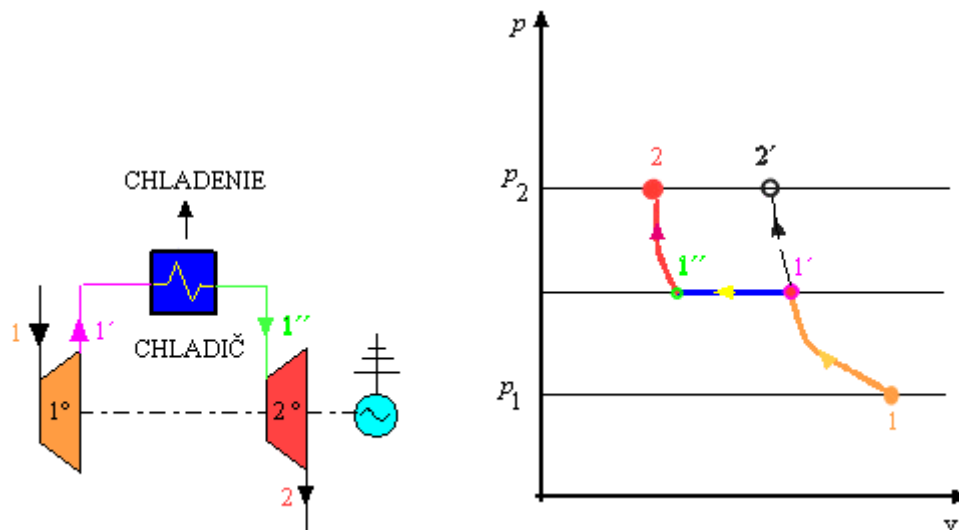


obr.3.10 Polytropické kompresie

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 medzichladienia, 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:

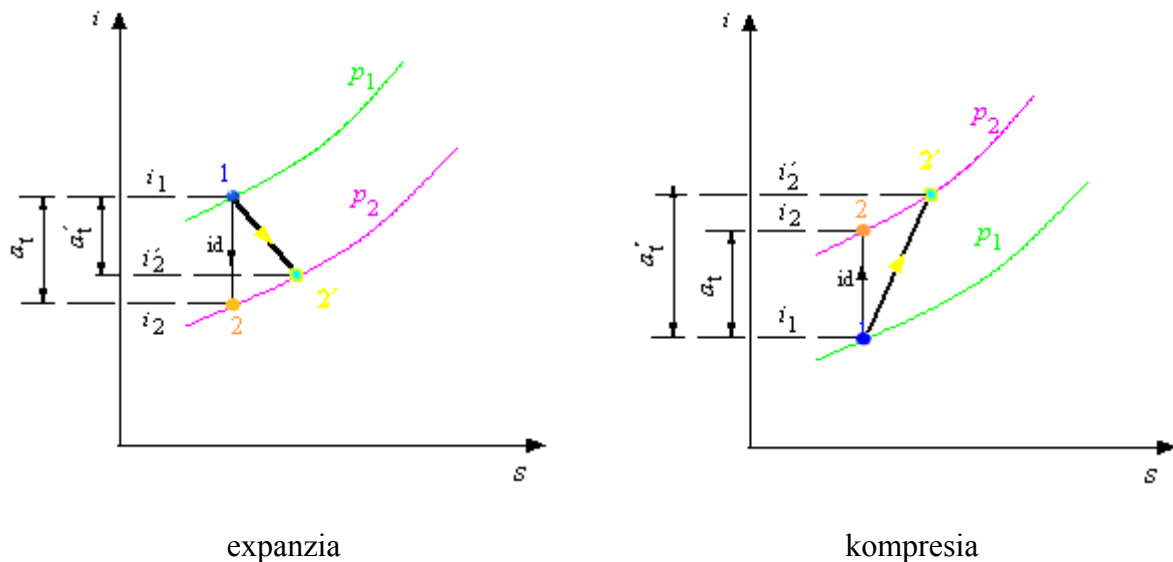
$$dq = 0 \Rightarrow ds_{id} = \frac{dq}{T} = 0$$

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* adiabaticej zmeny.

V prípade *expanzie* je to

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

a v prípade *kompresie*

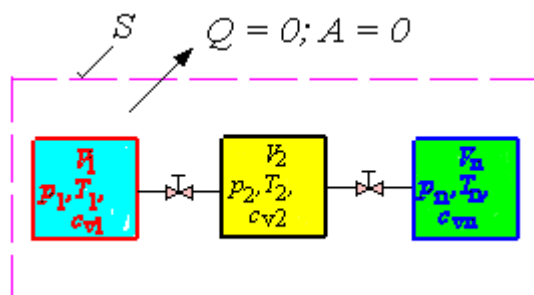
$$\frac{a_t}{a_t'} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'} \quad (3-25)$$

3.3.2 Adiabatické zmiešavanie plynov

Zmiešavanie plynov patrí medzi *procesy nevrátne*, 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 systavy 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

$$pV = mRT$$

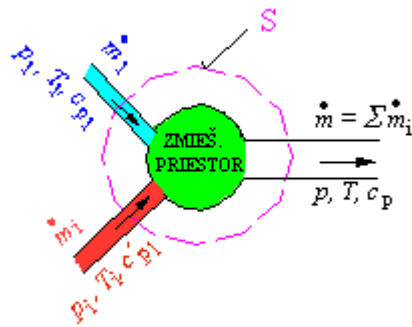
Podľa (1-30)

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

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 [$\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$].

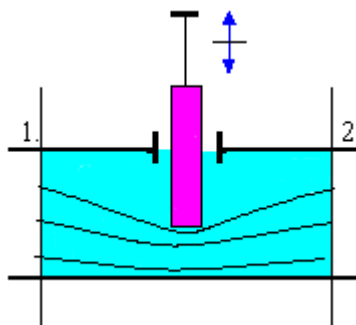
Vzťahy pre teplotu a tlak zmesi odvodíme ako pri zmiešavaní v izolovanej sústave. Samozrejme musí platiť

$$p_i \geq p$$

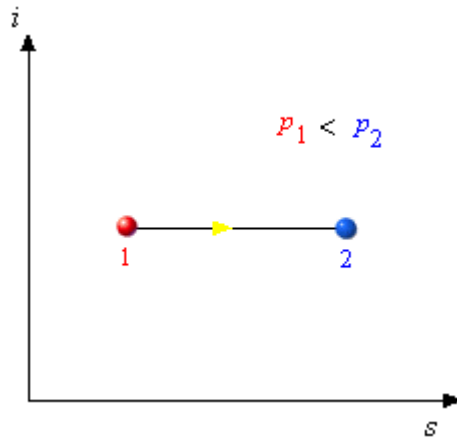
V obidvoch prípadoch zmiešavania možno dokázať, že entropia v priebehu adiabatického zmiešavania vzrastie, čo potvrdzuje, že ide o procesy nevratné.

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 plynoch 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 plynch 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 diagrame. Podrobnejšie budú niektoré riešenia uvedené v kapitolách:

- Termodynamika pár
- Tepelné obehly a oblasti pár