

43. TECHNICKÁ TERMOMECHANIKA

Jiří Škorpík, ORCID: 0000-0002-3034-1696, skorpik.jiri@email.cz

Úvod	1	Termodynamické vlastnosti látek	19
Čtyři zákony termodynamiky a základní termodynamické veličiny	1	• Konstrukce T-s a i-s diagramů ideálních plynů pomocí porovnávací izobary 19 • Konstrukce T-s a i-s diagramů reálných plynů 21 • komprese plynu v turbokompresoru [Ú.704] 22 • Další vlastnosti T-s a i-s diagramů 22 • Vlhký vzduch a relativní vlhkost vzduchu 23	
• Teplota 2 • Další stavové veličiny 2 • Práce 3 • Vnitřní tepelná energie a teplo 3 • množství tepla potřebného k ohřevu vody [Ú.453] 4 • Měrná práce a další měrné veličiny, například hustota 4 • množství měrného tepla potřebného k ohřevu vody [Ú.379] 5 • Stav plynu lze určit pomocí stavové rovnice, respektive tlakové energie 5 • Zákon zachování energie 5 • Entalpie 6 • množství měrného tepla potřebného k ohřevu vzduchu [Ú.317] 7 • měrná entalpie vody [Ú.308] 7		Odkazy	24
Tepelný oběh a jeho realizace v objemovém stroji	7	Tabulky	26
Práce průtočných strojů a oběhy, ve kterých pracují	9	• 1151 Termodynamické vlastnosti suchého vzduchu a vody při tlaku 101 325 Pa 26	
• práce ventilátoru [Ú.156] 10		Přílohy	27
Vratnost termodynamických změn	10	• 54 Odvození rovnic Carnotova oběhu 27 • 76 Důkaz podobnosti polytropických změn v T-s diagramu 28 • 124 Odvození rovnice pro rozdíl entropie na izotermě v T-s diagramu 28 • 156 Řešení úlohy 28 • 288 Odvození rovnice pro práci průtočného stroje (rovnice I. zákona termodynamiky pro otevřenou soustavu) 29 • 308 Řešení úlohy 30 • 310 Odvození rovnic izobary a izochory v T-s diagramu 30 • 317 Řešení úlohy 31 • 343 Řešení úlohy 31 • 379 Řešení úlohy 32 • 453 Řešení úlohy 32 • 582 Odvození rovnice pro účinnost tepelného oběhu 33 • 601 Řešení úlohy 33 • 704 Řešení úlohy 34 • 813 Odvození rovnice porovnávací izobary v T-s diagramu 36 • 924 Odvození rovnice pro konstrukci porovnávací izobary v i-s diagramu 36 • 935 Odvození rovnice pro práci plynu uzavřeného v nádobě s pístem 37 • 945 Řešení úlohy 37 • 964 Odvození druhé formy zápisu I. zákona termodynamiky pro uzavřený systém 38 • 966 Odvození rovnice entalpie 38 • 1135 Řešení úlohy 39	
• Disipace energie a entropie 11 • změna entropie vzduchu [Ú.1135] 11 • Entropie a bit 13			
Některé dobře popsatelné vratné termodynamické změny	14		
• Adiabatická změna neboli adiabatický děj 14 • práce plynu ve válci s pístem [Ú.343] 14 • Polytropická změna neboli polytropický děj 15 • práce plynu ve válci s pístem pro různé vratné změny [Ú.945] 15			
Porovnávání termodynamických změn a porovnávací tepelné oběhy	16		
• Carnotův oběh 16 • Účinnost transformace energie 17 • vnitřní izoentropická účinnost ventilátoru [Ú.601] 19			

Úvod

Termín Technická termomechanika jsem si vypůjčil ze stejnojmenné knihy Prof. Josefa Kalčíka a Prof. Karla Sýkory [4]. Termomechanika se zabývá přenosem a transformací mechanických energií.

Naše duše je vržena do těla, tam nachází čísla, čas, rozměry; o tom všem přemýšlí a nazývá to přirozeností, nutností; a na nic jiného věřit nemůže. Blaise Pascal (1623-1662) [1, s. 99]

K tomuto citátu zbývá pouze dodat: a tak člověk vytvořil fyziku k popisu fyzikální reality, kterou kolem sebe nejdříve vnímal smysly a později zachycoval i pomocí přístrojů, které vytvořil. Fyzika se dělí na mnoho skupin a podskupin, které mají mezi sebou pouze formální hranice, protože jak vyjadřuje jedno přísloví "všechno souvisí se vším". Fyzika je odrazem našeho vnímání světa kolem nás v určitém okamžiku a prostoru, ve kterém se nachází hmota v různých stavech, které jsou závislé na energetickém obsahu hmoty, a ke všemu je hmota ovlivňována silami, které na ni působí.

Klasické rozdělení termomechaniky je termodynamiku a přenos tepla a látky. Termodynamika je ta část fyziky, která se zabývá stavem látek, změnou těchto stavů (pro odlišení od změn biologických, chemických, jaderných a pod. nazýváme tyto změny termodynamickými) a jejími důsledky. Pilíři termodynamiky jsou její čtyři zákony.

• • •

Čtyři zákony termodynamiky a základní termodynamické veličiny

Čtyři zákony termodynamiky vzešly z pozorování chování velkých objemů molekul a snahy toto chování popsat. Zákony termodynamiky nám umožňují předpovídat výsledky různých procesů v přírodě a ve strojích a využívat tyto procesy pro uspokojování našich potřeb.

Ta část termodynamiky zabývající se aplikací čtyř zákonů na objemy látky se nazývá klasická termodynamika [4]. Statistická termodynamika [8] se zabývá chováním průměrným jednotlivých částic uvnitř velkého shluku a dává do souvislosti zákony termodynamiky s kvantovou mechanikou [9]. Existuje i část fyziky, která se zabývá projevem termodynamiky v biologii, která se nazývá biotermodynamika [10].

Nultý zákon termodynamiky

Je-li termodynamický systém A v teplotní rovnováze s termodynamickým systémem B a současně je termodynamický systém B v teplotní rovnováze s termodynamickým systémem C , potom je také termodynamický systém C v teplotní rovnováze s termodynamickým systémem A .

První zákon termodynamiky – 1847 Herman von Helmholtz

Součet energie termodynamických systémů, které jsou vzájemně v interakci zůstává konstantní.

Druhý zákon termodynamiky – 1850 Rudolf Clausius (1822-1888)

Entropie izolované termodynamického systému vzrůstá v průběhu každé samovolné změny.

Třetí zákon termodynamiky – 1906 Walther Nernst

Žádným konečným počtem tepelných oběhů nelze dosáhnout teploty $T=0$ K.

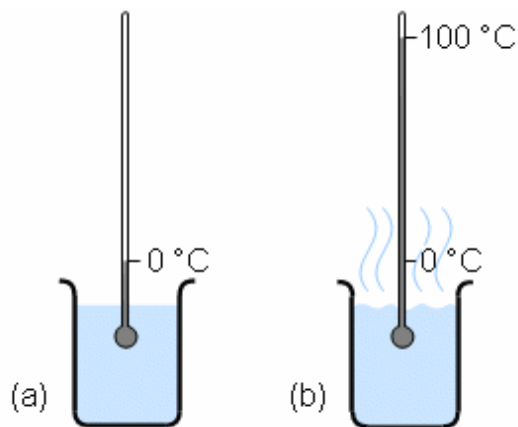
Vysvětlením základních pojmů k pochopení jednotlivých zákonů se zabývá následující podkapitola.

• Teplota

Nultý zákon termodynamiky nám umožňuje zavést fyzikální veličinu, která porovnává stav molekul a atomů (dále jen částic) v jednotlivých systémech, tou veličinou je teplota.

Člověk svými smysly není schopen vnímat teplotu jedné molekuly, ale pouze obrovských shluků částic, které lze vidět v podobě předmětů (pevné látky, kapaliny) kolem sebe či cítit jak nás obklopují například plyny. Člověk je v určitém rozmezí teplot schopen rozlišovat mezi teplejším a chladnějším stavem nějakého pozorovaného systému. Odtud vznikly definice jednotek teploty. Například jeden Celsius představuje jedno procento délky stupnice mezi dvěma stavy vody, a to těsně před tuhnutím (zamrznáním) a varem, takže při prvním stavu je teplota $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a druhém $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, viz Obrázek 698. K vytvoření Celsiovy stupnice teploty se často využívá teplotní roztažnosti rtuti, která je uzavřena v trubičce. Tam kde je hladina rtuti, když má stejnou teplotu jako zamrzající voda je ryska označující $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, a hladina rtuti při teplotě varu vody je označena ryskou $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Další rysky se na trubičce vytvoří rozdělním délky mezi $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ na sto dílků. Více o teplotě například v [6, s. 9], [2, s. 58].

V termodynamice se více než s Celsiouvou stupnicí pro měření teploty pracuje se stupnicí Kelvinovou. Jeden stupeň Kelvina vyjadřuje stejnou změnu teploty jako jeden stupeň Celsia, ale začíná při tzv. absolutní nule, která odpovídá $-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$, viz *Nomogram 42.1047*. Mimo tyto dvě stupnice existují ještě další, z nichž nejznámější je stupnice Fahrenheitova jejíž přepočtení na Celsiovy stupně lze provést pomocí *Rovnice 457*.



©2018 Jiří Škorpík

698 Vytvoření Celsiovy stupnice teploty

(a) kádinka se zamrzající vodou; (b) kádinka s vařící vodou.

$$T = t + 273,15;$$

$$F = \frac{9}{5}t + 32$$

457 Vzorce pro přepočtení teplot

t [$^{\circ}\text{C}$] teplota ve st. Celsia; T [$^{\circ}\text{K}$] teplota ve stupních Kelvina; F [$^{\circ}\text{F}$] teplota ve st. Fahrenheita.

Na atomární úrovni se projevuje teplota látky pohybem či vibracemi. Čím vyšší je teplota látky, tím rychleji se atomy a molekuly, ze kterých je složena, pohybují a naopak. V případě molekul navíc dochází k pohybu, který by se dal přirovnat k vibracím atomů v rámci molekuly. U pevných látek se molekuly a atomy v rámci vyšetřovaného objemu nepohybují, ale mají své místo v krystalické mřížce a čím je jejich teplota vyšší, tím větší mají amplitudu vibrací (při určité teplotě může dojít ke zhroucení mřížky – tání).

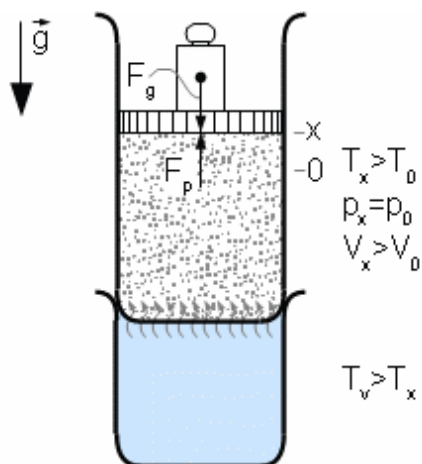
Teplota tedy určuje stav částic ve vyšetřovaném objemu, proto je označována za stavovou veličinu.

• Další stavové veličiny

Teplota sama o sobě nepostačuje k určení stavu vyšetřovaného množství látky. Dalšími tzv. stavovými veličinami jsou např. objem, hmotnost, hustota a u tekutin i tlak. Tlak představuje sílu, kterou působí tekutina na vyšetřovanou plochu. Tato síla vzniká tak, že částice tekutiny do vyšetřované plochy naráží a mění svou hybnost.

• Práce

Pohyb částic plynu dokáže vytvořit takovou sílu, že udrží i píst zatížený závažím nebo ho dokonce zvednout, pokud by se hybnost částic plynu pod pístem zvýšila. Tak by plyn vykonal práci posuvem závaží proti působení tíhové síly. Hybnost částic lze zvýšit zvýšením teploty vzduchu pod pístem *Obrázek 929* (v tomto případě je vzduch ohříván pomocí nádoby s teplou vodou přiloženou ke dnu nádoby s pístem). Můžeme říct, že změna stavu vzduchu v nádobě způsobila vykonání práce. Práci, kterou plyn vykoná při posuvu závaží lze stanovit z velikosti síly působící na píst a délky posuvu pístu. Délka posuvu pístu je přímo úměrná změně objemu vzduchu pod pístem a síla zase tlaku a ploše pístu, odtud lze odvodit *Rovnici 935* pro práci plynu v uzavřeném objemu.



929 Změna stavu plynu v nádobě způsobena jeho ohřátím

Přiložením nádoby s teplou vodou k první nádobě se začne vzduch pod pístem ohřívát, protože jeho teplota je nižší než teplota teplé vody. V důsledku zvyšování hybnosti částic plynu se začne píst se závažím posouvat z bodu 0 až do bodu x , kdy se teploty v obou nádobách téměř vyrovnají a hodnoty stavových veličin vzduchu se změni ze stavu 0 do stavu x . \mathbf{P} píst, \mathbf{g} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$] gravitační zrychlení [2, s. 21] a směr působení zemské tíže; \mathbf{m} [kg] hmotnost závaží; \mathbf{F}_g [N] síla, kterou působí závaží na píst; \mathbf{V} [m^3] objem plynu pod pístem; \mathbf{p} [Pa] tlak plynu pod pístem; \mathbf{F}_p [N] síla, kterou působí plyn pod pístem na píst prostřednictvím svého tlaku $\mathbf{F}_p = \mathbf{F}_g$. \mathbf{V} [m^3] objem; \mathbf{T}_v [K] teplota vody.

$$dA = p \cdot dV; \quad A = \int_0^x p \cdot dV$$

935 Práce vykonaná při změně stavu plynu v uzavřené nádobě s pístem

A [J] práce vykonaná pracovním plynem při posuvu pístu mezi polohami 0 a x . Rovnice práce plynu je odvozena v *Příloze 935*.

• Vnitřní tepelná energie a teplo

K tomu, aby se stav vzduchu pod pístem změnil bylo nutné ho ohřát. Během ohřívání vzduchu se voda ochlazovala (změna stavu vody) – zatím neuvažujme, že se voda v nádobě ochladí i tím, že ohřeje okolní vzduch mimo nádoby. Pokud látka změnou svého stavu je schopna vykonal práci říkáme, že obsahuje energii [3, s. 72]. Její obsah v látce je opět udáván v jednotce práce tedy "Joulech" označuje se písmenem E . Jelikož je v tomto případě tato forma energie ukryta uvnitř látky (ve formě pohybu molekul) nazýváme ji "vnitřní tepelná energie" označujeme písmenem U . Vnitřní tepelná energie látky se může měnit, jestliže se změni její stav, je tudíž také stavovou veličinou.

Vnitřní tepelná energie látky se může měnit, pouze tak, že část své energie předá či naopak získá od svého okolí. V uvedeném případě vzduch v nádobě zvýšil svou vnitřní tepelnou energii pomocí teplé vody v nádobě, ale zároveň část této získané vnitřní energie byla ihned transformována na práci A . O tuto vykonanou práci se zvýšila potenciální energie závaží s pístem.

Je zřejmé, že vnitřní tepelná energie látky souvisí s její teplotou. Pokud by její teplota byla rovna absolutní nule není schopna konat práci ani zvyšovat teplotu okolních látek. K tomu přidejme poznatek, že po vykonání práce zdvihem závaží došlo i ke zvýšení objemu a snížení hustoty vzduchu a přesto tlak v nádobě zůstal stejný (píst se závažím zůstal v nové poloze a neklesá). Jestliže se snížila

hustota vzduchu musela se zvýšit hybnost částic plynu (teplota), aby tlak zůstal zachován. To znamená, že úbytek vnitřní tepelné energie vody v nádobě byl větší než práce vykonaná plynem, protože část této energie bylo potřeba ke zvýšení vnitřní tepelné energie plynu. Odtud lze sestavit základní energetickou bilanci celého děje (Rovnice 937), přičemž obecný zápis této bilance je totožný se zápisem Prvního zákona termodynamiky pro uzavřený systém.

$$(a) \Delta U_v = \Delta U_{vz} + A$$

$$(b) \Delta Q = \Delta U_{vz} + A$$

$$(c) dQ = dU + dA = dU + p \cdot dV$$

937 První zákon termodynamiky pro uzavřený systém (a) energetická bilance děje z Obrázku 929, s. 3; (b) zápis předchozího případu s použitím definice veličiny teplo (Teplo je zástupný název pro transformaci či přenos energie, při kterých se vyskytují teplotní rozdíly. Teplo samo o sobě neoznačuje práci ani energii, ale lze teplem označit skupinu energií, například jejich součet apod.); (c) obecný diferenciální zápis. U [J] vnitřní tepelná energie látky; ΔU [J] změna vnitřní tepelná energie látky; Q [J] teplo. Zápis (c) je matematický zápis prvního zákona termodynamiky pro uzavřený systém, a rovnice platí pro jakýkoliv uzavřený objem a jakoukoliv látku. Indexy v a vz označují vodu, respektive vzduch.

Z Rovnice 937(c) je napovězeno jakým způsobem lze stanovit vnitřní tepelnou energii látky, respektive její změnu při změně teploty. Jestliže vyšetřovaná látka bude uzavřena v nádobě s neměnným objemem při zahřívání/ochlazení, bude vykonaná práce rovna nule ($p \cdot dV = 0$) a veškeré teplo bude použito na změnu vnitřní tepelné energie látky v nádobě. Jak už je výše uvedeno, projevem změny vnitřní tepelné energie látky je změna její teploty, přičemž teplo v Joulech potřebné na ohřátí 1 kg látky se nazývá měrná tepelná kapacita při stálém objemu, což lze jazykem matematiky zapsat Rovnicí 965.

$$V = \text{konst.} \rightarrow \Delta Q = \Delta U \rightarrow \Delta U = c_v \cdot \Delta T \cdot m$$

$$dU = c_v \cdot dT \cdot m$$

965 Vnitřní tepelná energie látky

c_v [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] měrná tepelná kapacita látky při stálém objemu. Tato rovnice se také nazývá kalorimetrická.

Měrná tepelná kapacita při stálém objemu je proměnná veličina, jelikož je funkcí druhu a stavu látky. Při malých změnách teploty a tlaku (beze změny skupenství) je ovšem tato veličina velmi blízká konstantě (okolnosti se liší podle druhu a stavu látky). Pro každý druh látky je nutno c_v měřit pro určité stavy látky (je možné ji také vypočítat z kinetické teorie pohybu molekul viz kapitola 44. Energie pohybu molekul a skupenství látek). Tyto naměřené hodnoty se uvádí v tabulkách termodynamických vlastností látek např. [4], [11], [17]. Měrné tepelné kapacity při stálém objemu suchého vzduchu a vody pro vybrané teploty jsou uvedeny v *Tabulce 1151*.

Řekne-li se "vnitřní tepelná energie látky je", pak bývá myšlen její rozdíl oproti stavu při $0 \text{ }^\circ\text{C}$, tzn. při $0 \text{ }^\circ\text{C}$ je vnitřní tepelná energie 0 J a při nižších teplotách je záporná.

Úloha 453

Stanovte množství tepla potřebného k ohřevu $4,3 \text{ l}$ vody. Teplota vody před ohřevem je $12 \text{ }^\circ\text{C}$, po ohřevu $60 \text{ }^\circ\text{C}$. Řešení úlohy je v *Příloze 453*.

● Měrná práce a další měrné veličiny, například hustota

Práce jednoho kilogramu látky ve vyšetřovaném objemu se nazývá měrná práce. Jedná se o podíl vykonané práce látky a množství látky, která tuto práci vykonala [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$]. Stejně lze stanovit i další měrné energie například měrné teplo, měrná vnitřní tepelná energie atd. Podobným způsobem lze stanovit i měrný objem, což je údaj jaký objem zaujímá

1 kg pracovní látky [$m^3 \cdot kg^{-1}$] (jedná se tedy o převrácenou hodnotu hustoty látky). Rovnici prvního zákona termodynamiky vztažená na 1 kg pracovní látky za nachází pod označením *Rovnice 956*.

$$dq = du + p \cdot dv$$

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}; \quad q = \frac{Q}{m}; \quad u = \frac{U}{m}; \quad a = \frac{A}{m}$$

956 *Rovnice prvního zákona termodynamiky pro uzavřený systém vztažená na 1 kg pracovní látky*

v [$m^3 \cdot kg^{-1}$] měrný objem pracovní látky; m [kg] hmotnost pracovní látky ve vyšetřovaném objemu; ρ [$kg \cdot m^{-3}$] hustota; q [$J \cdot kg^{-1}$] měrné teplo sdělené pracovní látce; u [$J \cdot kg^{-1}$] měrná vnitřní tepelná energie pracovní látky; a [$J \cdot kg^{-1}$] měrná práce. Měrné jednotky se obvykle značí malými písmeny, aby se na první pohled odlišily od absolutních jednotek objemů, energií apod.

Úloha 379

Stanovte měrné teplo potřebné pro ohřev vody z teploty 12 °C na teplotu 60 °C. Využijte výsledky z Úlohy 453. Řešení úlohy je v Příloze 379.

• Stav plynu lze určit pomocí stavové rovnice, respektive tlakové energie

Stav pracovní látky lze určit měřením stavových veličin. U plynů lze stav i vypočítat pomocí stavové rovnice plynu, která je uvedena pod označením *Rovnice 955*. Nevýhodou stavové rovnice je fakt, že je odvozena pro ideální plyn tzn. pro plyn, kde objem molekul je nevýznamný vůči objemu, který zaujímá jako celek a mezimolekulové síly jsou zanedbatelné. V případě, že je plyn velmi stlačen či podchlazen a samotný objem molekul je zanedbatelný, pak je nutné vycházet ze stavové rovnice reálných plynů [4, s. 195]. Ale ve velké většině reálných případů postačí použití rovnice pro ideální plyn.

$p \cdot v = r \cdot T$

955 *Stavová rovnice ideálního plynu (zkráceně rovnice stavu)*

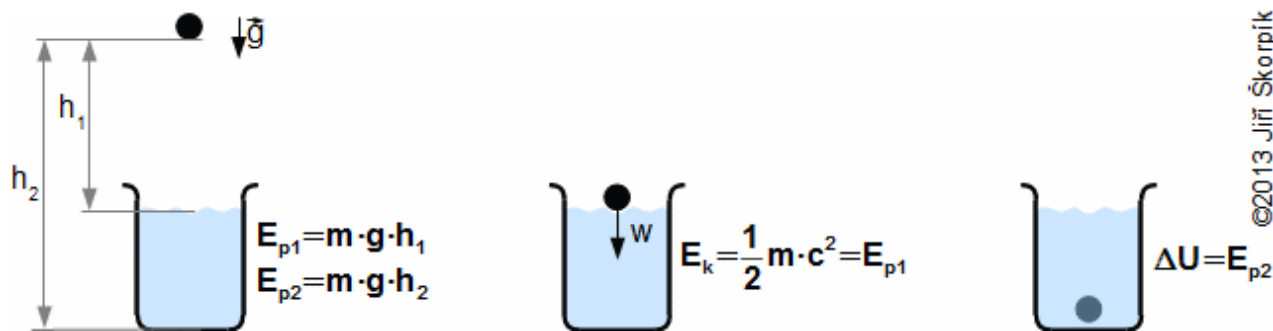
$p \cdot v$ [$J \cdot kg^{-1}$] měrná tlaková energie (též energie proudu [4, s. 344] nebo tlaková potenciální energie); r [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$] individuální plynová konstanta pracovního plynu. Odvození rovnice je uvedeno v [4, s. 66].

• Zákon zachování energie

Látka může obsahovat i další druhy energie například kinetickou energii, jadernou energii, chemickou energii, tlakovou energii a jiné. Celkový energetický obsah je součtem jednotlivých druhů energií. Tlaková, potenciální a kinetická energie se označují jako mechanické energie, protože se mohou transformovat na práci přímo.

Na teplo lze transformovat přímo či nepřímo jakýkoliv druh energie a to bezzbytku. Například kinetická energie pohybujícího se tělesa v nějaké tekutině se přemění na teplo třením o okolní látku až se úplně zastaví, jak je ukázáno na příkladu kuličky padající do kádinky s vodou na *Obrázku 960*, s. 6.

Kolem nás neustále dochází k transformaci nějaké energie na teplo, respektive vnitřní tepelnou energii. Například elektrickou energii lze přímo transformovat na vnitřní tepelnou energii drátu. Elektrický větrák v místnosti zahřívá vzduch v místnosti – větrák sice část elektrické energie transformuje na kinetickou energii proudícího vzduchu, ale proud vzduchu je brzděn o okolní tělesa, takže ve výsledku se veškerý elektrický příkon větráku transformuje na vnitřní tepelnou energii vzduchu v místnosti. I energie uvolněná při štěpení jader atomu se postupně transformuje na vnitřní tepelnou energii paliva a chladicí vody v jaderném reaktoru. Energie fotonu pohlcená látkou ji zahřívá atd.



©2013 Jiří Škorpiš

960 Transformace potenciální energie na kinetickou a vnitřní tepelnou energii

Koule o hmotnosti m [kg] visí nad vodní hladinou v nádobě ve výšce h_1 [m] a vůči hladině má potenciální energii E_{p1} [J]. Při volném pádu dosáhne těsně nad hladinou rychlosti c [$m \cdot s^{-1}$] a kinetické energie E_k [J]. Při nárazu na vodní hladinu se zbrzdí a pohyb ke dnu nádoby třením o vodu se zmaří i zbytek její kinetické a potenciální energie na vnitřní energii vody a hmoty koule (zahřejí se). Nárazem dojde k transformaci kinetické energie E_k koule na vnitřní energii vody, která se zvýší o ΔU [J]. Odpor prostředí při pádu (mimo vodu) a změna hladiny (zvýšení potenciální energie vody) při ponoření koule byly při popisu zanedbány.

Různé druhy energií se mohou transformovat nejen na vnitřní tepelnou energii ale i na jiné druhy energie, přičemž platí Zákon zachování energie, který byl objeven a formulován postupně v průběhu 19. století [12, s. 390]. Tento zákon konstatuje, že bude-li v izolovaném systému látka obsahovat různé druhy energie, tak jejich součet bude stálý, i pokud uvnitř látky proběhnou nějaké energetické transformace. V termodynamice se Zákon zachování energie nazývá První zákon termodynamiky.

• Entalpie

Měrnou entalpií je nazýván součet měrné vnitřní tepelné a tlakové energie tekutin ($i = u + p \cdot v$). Především u plynů je přívod/odvod tepla do/z pracovní látky často spojen se změnou jak vnitřní tak i tlakové energie, jestliže plyn mění svůj objem i tlak. Například při zahřívání vyšetřovaného objemu plynu v potrubí se plyn bude rozpínat a tím vytěsňovat okolní plyn za stálého tlaku – teplo je spotřebováno na ohřev i zvýšení tlakové energie. Podobná situace nastává u horkého vzduchu kolem topidla v domě – vzduch se zahřívá a zvyšuje svůj objem

za stálého tlaku. Proto se entalpii někdy říká, že představuje tepelný obsah látky.

Je-li definována veličina entalpie, je možné dále upravit *Rovnice 937*, s. 4 prvního zákona termodynamiky pro uzavřený systém do tzv. druhé formy prvního zákona termodynamiky pro uzavřený systém, viz *Rovnice 964*.

$$dq = di - v \cdot dp$$

964 Druhá forma zápisu I. zákona termodynamiky uzavřeného systému

i [$J \cdot kg^{-1}$] měrná entalpie pracovní tekutiny. Tato forma zápisu je oblíbená pro energetické bilance tepelných otevřených systémů, která je součástí většího uzavřeného systému. Například byla použita při odvození množství regenerovaného tepla v regenerátoru Stirlingova motoru (pracovní objem Stirlingova motoru je uzavřený mezi dvěma písty, regenerátor se nachází uvnitř této sestavy tj. vůči ostatním objemům motoru je otevřený). Odvození druhé formy rovnice I. zákona termodynamiky pro uzavřený systém je uvedeno v *Příloze 964*.

Entalpii ideálního plynu lze stanovit celkem snadno, protože měrná tlaková energie ideálního plynu je podle stavové rovnice funkcí pouze teploty, stejně jako měrná vnitřní tepelná energie, proto měrná entalpie musí být také funkcí pouze teploty viz *Rovnice 966*, s. 7.

Změna měrné entalpie kapalin je při stálém tlaku rovna změně měrné vnitřní tepelné energii $di \approx du$, protože změna

objemu v důsledku změny teploty je velmi malá $dv \approx 0$. V případě jiných termodynamických změn je nutné ještě připočítat změnu tlakové energie.

$$di = c_p dT; \quad c_p = c_v + r$$

966 Entalpie plynu

c_p [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$] měrná tepelná kapacita plynu při stálém tlaku – Jedná se o veličinu, která je u reálných plynů proměnná, jelikož je funkcí druhu a stavu plynu. Při malých změnách teploty a tlaku (beze změny skupenství) je ovšem tato veličina velmi blízka konstantě (okolnosti se liší podle druhu a stavu látky). Pro každý druh látky je nutno c_p měřit pro určité stavy látky. Tyto naměřené hodnoty se uvádí v tabulkách termodynamických vlastností látek např. [4], [11]. Měrné tepelné kapacity při stálém tlaku suchého vzduchu a vody pro vybrané teploty jsou uvedeny v *Tabulce 1155*. Správné určení měrné tepelné kapacity je velmi důležité v technické praxi a proto podrobněji je tato problematika popsána v kapitole "Termodynamické vlastnosti látek" uvedené níže. Odvození rovnice entalpie je v *Příloze 966*.

Řekne-li se "entalpie látky je", pak bývá myšlen její rozdíl oproti stavu při $0^\circ C$, tzn. při $0^\circ C$ je entalpie $0 J$ a při nižších teplotách je záporná.

Úloha 317

Stanovte měrné teplo potřebné pro ohřev vzduchu v místnosti, když víte, že tlak v místnosti se nemění. Uvažujte ohřev suchého vzduchu z teploty $12^\circ C$ na teplotu $23^\circ C$. Řešení úlohy je uvedeno v *Příloze 317*.

Úloha 308

Určete měrnou entalpii vody v mělké nádrži při teplotě $23^\circ C$. Zvýšení tlakové energie od vodního sloupce zanedbejte. Řešení úlohy je uvedeno v *Příloze 308*.

• • •

Tepelný oběh a jeho realizace v objemovém stroji

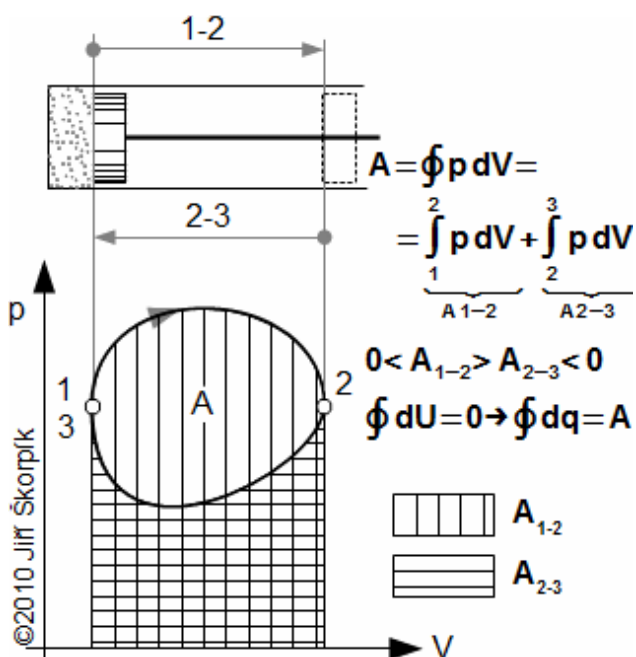
Výše uvedený příklad pístu se závažím ukazuje jakým způsobem působí teplo na stav látky a jak prostřednictvím této látky lze vykonat práci. Principy transformace tepla v práci využívají tepelné stroje.

Prvním užitečným tepelným strojem bylo Saveryho parní čerpadlo (viz kapitola 1. Historie strojů na páru). Trvale pracující tepelné stroje se vyznačují cyklickým ohřevem a ochlazováním pracovní látky. Takové cyklické uzavřené změny jsou nazývány tepelnými oběhy.

Tepelný oběh představuje takovou sérii termodynamických změn pracovní látky na jejíž konci jsou stavové veličiny pracovní látky v původním stavu jako na začátku změn. Změna stavových veličin se projevuje například ochlazováním, ohříváním, stlačováním a rozpínáním pracovní látky. Realizace oběhu spočívá v tom, že pracovní látka je uzavřena uvnitř nějakého stroje. Mezi částmi tohoto stroje a pracovní látkou je silové působení, které se mění v závislosti na změně stavových veličin pracovní látky a právě působením těchto sil se práce koná.

Takovým strojem, ve kterém se může realizovat tepelný oběh může být válec s pístem, ve kterém je jako pracovní látka uzavřen plyn, *Obrázek 603, s. 8*. Potřebná změna stavových veličin plynu je provedena jeho řízeným ohříváním a chlazením, odtud vznikají proměnlivé síly působící na píst.

Tepelné oběhy lze uplatnit i pro opačný proces. V tomto případě by plyn spotřeboval práci pístu, přičemž z válce by se odvedlo více tepla než přivedlo (o dodanou práci). U takových obrácených tepelných oběhů má práce záporné znaménko a oběh zaznamenaný v diagramu p - V by měl opačný smysl (levotočivý).



603 p - V diagram tepelného oběhu realizovaný v pístovém stroji

Uvnitř válce je plyn, který sdílením tepla s okolím mění své stavové veličiny. 1-2 plyn je ohříván (dodávání/přivádění tepla do oběhu); 2-3 plyn je ochlazován (odvod tepla z oběhu). A_{1-2} [J] práce vykonaná plynem během pohybu pístu z polohy 1 do polohy 2 – protože pracovní látka je uzavřena uvnitř stroje nazývá se vykonaná práce vnitřní práci stroje; A_{2-3} [J] práce vykonaná plynem během pohybu pístu z polohy 2 do polohy 3 (plyn uvnitř válce byl ochlazen tak, aby v bodě 3 byl jeho stav totožný se stavem v bodě 1 a oběh by tak mohl být uzavřen). Uzavřená integrace změny vnitřní tepelné energie musí být rovna nule, protože se jedná o integraci stavové veličiny a pracovní látka se na konci oběhu vrátí do původního termodynamického stavu. Zde zatím není řešeno jakým způsobem je plyn ohříván, jakým způsobem se ohřev přerušuje a zahájí se ochlazování plynu.

Uvedený princip transformace tepla na práci platí sice pro jakoukoliv látku, ale reálně lze využít pouze plynné skupenství látek popřípadě kombinaci plynného a kapalného, protože pro transformaci je podstatná schopnost látky měnit objem. Pevné i kapalně látky mají sice jakousi teplotní roztažnost [5, s. 612], tzn. při změně teploty mění svůj objem, ale tyto změny jsou tak malé, že jsou, až na speciální výjimky, pro transformaci tepla v práci a naopak technicky nevyužitelné.

Roztažnost pevných a kapalných látek se ale využívá při měření teploty (rtuťový teploměr, bimetalový teploměr) a při přímé transformaci tepla v elektrickou energii pomocí termoelektrického článku [5, s. 606] tvořený dvěma kovy s rozdílnými elektrickými vlastnostmi. V důsledku těchto rozdílů vzniká mezi nimi elektrické napětí [5, s. 862] – tzv. termoelektrický jev [5, s. 955].

Případ plynu uzavřeného ve válci představuje příklad tzv. uzavřeného oběhu. Mimo uzavřených oběhů se používají i oběhy otevřené, kdy se cyklicky mění i náplň pracovní látky ve stroji. Například u spalovacích motorů se pracovní plyn sdílí s atmosférou tak, že se otevře ventil válce použitý plyn se vyfoukne do atm. a nasaje nový, ale i to je oběh, protože vyfouknutím se plyn smíchá s okolím (objem okolí vzhledem k objemu motoru je nekonečný), takže nasátím se opět získá látka v původním stavu (zanedbáme-li jisté změny chemického složení při hoření směsi ve válci).

O dalších využívaných tepelných obězích, pojednává článek 6. Tepelné oběhy a jejich realizace.

• • •

Práce průtočných strojů a oběhy, ve kterých pracují

Na rozdíl od objemových strojů mají průtočné stroje vždy minimálně jeden vstup a jeden výstup, přičemž ty jsou neustále otevřeny. Například i obyčejné potrubí je průtočný stroj, ve kterém dochází k transformaci tlakové energie na vnitřní tepelnou energii v důsledku tření tekutiny uvnitř potrubí (tato transformace se projeví poklesem tlaku mezi vstupem a výstupem potrubí tzv. tlakovou ztrátou).

Průtočné stroje ne vždy musí konat práci, například proudové stroje jako clony, ejektory a injektor, raketový motor slouží pouze k transformaci mechanických energií mezi sebou. Další skupinovou průtočných strojů jsou lopatkové stroje, které obvykle transformují různé druhy energií přímo či nepřímo na práci a obráceně. Mezi lopatkové stroje patří turbíny (vodní, parní...), turbokompresory, ventilátory, turbodmychadla, hydrodynamická čerpadla, vertule..., viz také kapitola 11. Rozdíl mezi objemovým a lopatkovým strojem.

Průtočné stroje pracují téměř bez výjimky s tekutinou jako pracovní látkou. Průtočné stroje jsou, podle typu, schopny transformovat vnitřní tepelnou energii, kinetickou energii, potenciální energii i tlakovou energii pracovní látky na práci či obráceně nebo tyto energie transformovat mezi sebou. Kinetická energie ve stroji se může transformovat na základě změny hybnosti pracovní látky, čímž vznikne síla působící na části stroje, kterou popisuje Eulerova rovnice. Potenciální energie pracovní látky se transformuje na práci nepřímo, například tím, že se nejdříve transformuje na kinetickou nebo tlakovou energii pracovní látky. Tlaková energie se transformuje na práci nepřímo tím, že zvyšuje rychlost proudění, což je obrácený proces probíhající v difuzoru.

Průtočné stroje vytváří tzv. otevřený termodynamický systém, protože při stacionární práci tohoto stroje je sice obsah pracovní látky ve stroji konstantní, ale látka jimi protéká. Při stacionárním provozu stroje stejné množství pracovní látky za jednotku času do stroje vstupuje i vystupuje.

Jestliže látka v proudové stroji koná práci je tato práce, podle zákona termodynamiky, rovna rozdílu jejího energetického stavu před a za strojem [5, s. 37], [6, s. 51 – zde jsou uvedeny podmínky, za jakých lze takovou bilanci použít]. Pokud tedy existuje stroj, který dokáže transformovat energii obsaženou v pracovní tekutině a to kinetickou energii, potenciální energii, tlakovou, vnitřní tepelnou energii a sdělené teplo bude vnitřní měrná práce takového stroje rovna rozdílu celkového energetického obsahu před a za strojem, viz *Rovnice 288, s. 10*. Protože se jedná o rovnici energetické bilance otevřeného termodynamického systému, nazývá se tato výsledná rovnice První zákon termodynamiky pro otevřený systém.

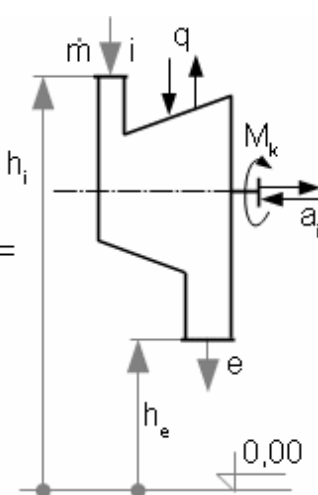
Rovnici Prvního zákona termodynamiky pro otevřený systém lze aplikovat i na libovolný kontrolní objem vymezený uvnitř stroje. Při proudění plynů se zanedbává vliv hmotnosti (změna potenciální energie) a změny kinetické energie, takže lze psát $da_i = dq - di$, jestliže navíc nedochází k promíchávání elementárních objemů plynu (plyn se chová jako uzavřený v nádobě) lze z *Rovnice 966, s. 7* pro entalpii dosadit a práce stroje je pak rovna $da_i = -v \cdot dp$, proto se člen $-v \cdot dp$ nazývá měrná technická práce.

$$da_i = dq - du - d(p \cdot v) - \frac{dc^2}{2} - g \cdot dh$$

$$\frac{du + d(p \cdot v) = di}{\int_i^e da_i = a_i = q + (u_i - u_e) + v_i \cdot p_i - v_e \cdot p_e + \frac{c_i^2 - c_e^2}{2} + g(h_i - h_e) =}$$

$$= q + \underbrace{\left(i_i + \frac{c_i^2}{2}\right)}_{i_{ci}} - \underbrace{\left(i_e + \frac{c_e^2}{2}\right)}_{i_{ce}} + \underbrace{g(h_i - h_e)}_{\Delta ep}$$

© 2009 Jiří Škorpík



288 Měrná vnitřní práce průtočného stroje (pro ustálené proudění) v diferenciálním tvaru a po integraci mezi vstupem a výstupem

Index i označuje vstup, index e výstup ze stroje. a_i [$J \cdot kg^{-1}$] měrná vnitřní práce pracovní tekutiny (zde index i označuje vnitřní); q [$J \cdot kg^{-1}$] měrné teplo pracovní tekutiny sdílené s okolím (kladná hodnota: teplo je do stroje dodáváno; záporná hodnota: teplo je ze stroje odváděno); h [m] výška vstupního, respektive výstupního hrdla nad základní rovinou; i_c [$J \cdot kg^{-1}$] měrná celková entalpie pracovní tekutiny; e_p [$J \cdot kg^{-1}$] měrná potenciální energie pracovní tekutiny; M_K [$N \cdot m$] kroutící moment na hřídeli rotoru. Tato energetická bilance se nazývá První zákon termodynamiky pro otevřený systém. Odvození rovnice I. zákona termodynamiky pro otevřený systém je uvedeno v Příloze 288.

Mimo čistě průtočných strojů existují i stroje pracující střídavě jako uzavřený a otevřený systém. Typickým příkladem je pístový parní motor.

Všechny průtočné stroje pracují přímo či nepřímo v nějakém tepelném oběhu. Například parní turbína je zařízení uvnitř parního oběhu. Tento oběh obsahuje mimo turbíny ještě další důležitá zařízení jako parní kotel, kondenzátor a čerpadlo. Čerpadlo čerpá vodu do kotle, ve kterém se vyrobí pára pro turbínu. Z turbíny pára odchází do kondenzátoru, ve kterém kondenzuje (stane se z ní voda). Z kondenzátoru je voda čerpána zpět do kotle a oběh je uzavřen. Větrná turbína pracuje nepřímo v oběhu vzdušné masy Země, která se na jednom místě ohřívá a na jiném ochlazuje atd.

Úloha 156

Jakou měrnou vnitřní práci musí vykonat ventilátor. Tlak před ventilátorem je $0,1$ MPa za ventilátorem je o 1 kPa tlak vyšší, zvýšila se i teplota díky víření a tření o $0,25$ °C, rychlost vzduchu před a za ventilátorem je stejná. Změnu potenciální energie ve ventilátoru zanedbejte. Řešení úlohy je uvedeno v Příloze 156.

• • •

Vratnost termodynamických změn

Termodynamickou změnu plynu ze stavu i do stavu e nazýváme vratnou, jestliže by bylo možné stav plynu e vrátit do původního stavu i přesně obráceným procesem. To znamená, že by proběhly ty samé transformace energie, práce a sdílení tepla ale v obráceném směru. Tyto vratné změny jsou tzv. ideální, protože v reálu je nelze uskutečnit z jedné příčiny – některé typy transformací energie na vnitřní tepelnou energii jsou pouze jednosměrné. Typickým případem je proudění kapaliny v trubce. Při proudění vlivem vnitřního tření kapaliny se transformuje část tlakové energie na vnitřní tepelnou energii, takže na konci potrubí má kapalina nižší tlak ale vyšší teplotu – třením by mělo dojít ke zpomalení kapaliny v trubce, ale protože trubka má stejný průměr musí být na začátku i na konci stejná střední rychlost proudění, takže energii pro překonání tření lze brát pouze z tlakové energie. K tomuto procesu neexistuje přesně obrácený proces, protože při rozšíření potrubí sice nastane

opět růst tlakové energie ale na úkor kinetické energie a nikoliv vnitřní tepelné energie – takže se jedná o nevratnou změnu.

• Disipace energie a entropie

V průběhu objevování různých druhů energie a způsobů jejich transformace bylo čím dál tím zřejmější, že veškeré energie lze postupně transformovat bezzbytku na teplo. Přivedené teplo během termodynamické změny může být totiž transformováno na mechanickou energii a práci a nebo na vnitřní tepelnou energii pracovní látky – zahřeje se. Ale nejen to, v průběhu termodynamické změny v transformačním stroji probíhají reverzní změny, při kterých se mechanická energie a práce transformuje zpět na teplo (například kinetická energie se transformuje zpět na teplo třením o části stroje, vířením směšováním apod, popis takového procesu je uveden v článku 38. Vznik tlakové ztráty při proudění tekutiny kapitole 37. Vznik trvalé tlakové ztráty při škrcení). Toto teplo se nazývá ztrátové teplo.

Ztrátové teplo představuje přírůstek vnitřní tepelné energie, který pochází z transformace práce nebo jiného druhu energie (reverzní proces), zároveň se látka po této transformaci dostala do stavu, ze kterého již nelze toto množství transformovat zpět na uvedenou energii v původních poměrech bez zásahu z venčí. Na rozdíl od tepla dodaného pracovní látce z vnějšku, které může mít kladné i záporné znaménko, teplo vzniklé z reverzního procesu má znaménko vždy kladné ("vzniká" uvnitř pracovní látky z transformací) a na jiné druhy energie v následujících dějích se může transformovat pouze z části – odtud plyne nevratnost termodynamických změn – takový proces se také nazývá disipace energie.

Reálné termodynamické změny jsou velmi složité, ale zjistit, jestli při ní došlo k nějaké nevratné transformaci, je možné pomocí veličiny entropie, kterou definoval a pojmenoval v roce 1850 Rudolf Clausius [3, s. 72]. Entropie je množství transformovaného tepla (součet tepla dodaného/odvedeného a ztrátového tepla) na práci a mechanickou energii, připadající na *1 stupeň* teplotní hladiny (měřeno od absolutní nuly), při které se transformace odehrává, viz *Rovnice 968*. Vztažení na teplotu nám poskytuje informaci o tom jak se mění vnitřní tepelná energie pracovní látky – pokud se její množství nemění znamená to, že veškeré sdílené teplo bylo transformováno na mechanickou energii.

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}; \Delta Q_1 = \Delta Q + Q_2; dS = \frac{dQ}{T}$$

968 Definice entropie

Definiční rovnice entropie je v diferencním i diferenciálním tvaru. ΔS [$J \cdot K^{-1}$] změna entropie během termodynamické změny systému; Q_z [J] teplo vzniklé reverzními procesy během sledované termodynamické změny (ztrátové teplo) – diferenciální tvar rovnice změny entropie se dost často píše ve tvaru pro vratnou změnu tj. v čitateli je infinitezimální změna dQ . To znamená, že reverzní procesy nejsou uvažovány [6, s. 51]; T [K] střední absolutní teplota, při které v systému proběhla termodynamická změna.

Entropie vztažená na *1 kg* látky má přídavek měrná (s [$J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$]).

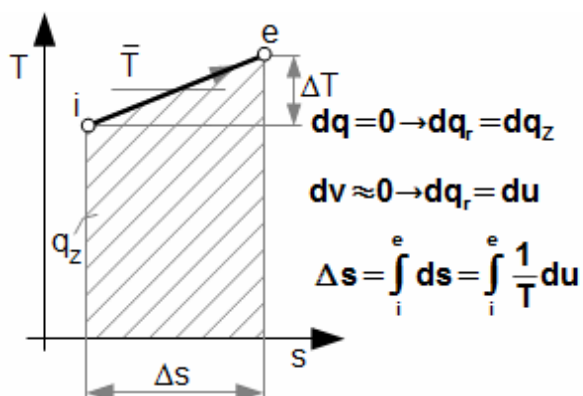
Úloha 1135

Stanovte změnu měrné entropie při ohřevu vzduchu v místnosti. Parametry změny čerpejte z *Úloze 317*, s. 7. Řešení úlohy je uvedeno v *Příloze 1135*.

Entropie se využívá i při znázorňování termodynamických změn pomocí digramů, jedná se nejčastěji o T-s diagramy, protože oproti p-v diagramu lze v T-s diagramu identifikovat teplo Q i teplo vzniklé reverzními ději Q_z , *Obrázek 1134*, s. 12.

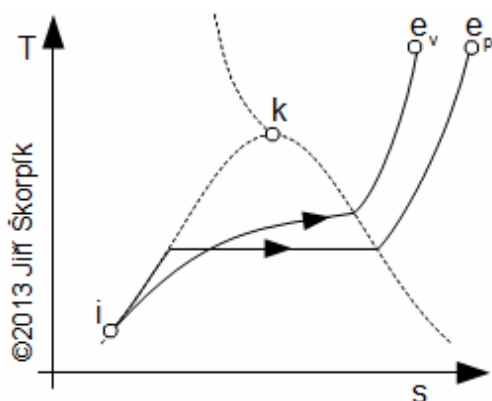
Změna entropie se využívá k zaznamenání stavu pracovních látek v závislosti na dodaném teple. Například T-s diagram nějakého plynu lze zakreslit

křivky změny teploty a entropie při konstantním tlaku (izobary) a konstantního měrného objemu (izochory), viz *Obrázek 970*.



1134 Příklad T-s diagramu termodynamické změny

V tomto případě je popsána termodynamická nevratná změna probíhající při proudění kapaliny potrubím, jež je popsána v úvodním odstavci této kapitoly.



970 Příklad zakreslení stavů vody v T-s diagramu

i počáteční stav měření; e_p konečný stav měření při konstantním tlaku; e_v konečný stav měření při konstantním měrném objemu. Měření začalo při teplotě a tlaku odpovídající kapalně fázi vody. Změna entropie se počítá z dodaného tepla na základě záznamu teploty vůči počátečnímu stavu (v současnosti není nutné provádět měření a pro konstrukci takových diagramů existují velmi přesné rovnice stavu látky [4, s. 242]).

Záznam stavů látky v závislosti na změně entropie lze provádět i k jiným veličinám než teplotě, v technické praxi se často používá i-s diagram, kde se na svislou osu místo teploty vynáší entalpie pracovní látky. Skutečné T-s a i-s diagramy vody a vodní páry jsou uvedeny například v [14], [15]. Konstrukce T-s, respektive i-s

diagramů je popsána níže v kapitole "Konstrukce T-s a i-s diagramů".

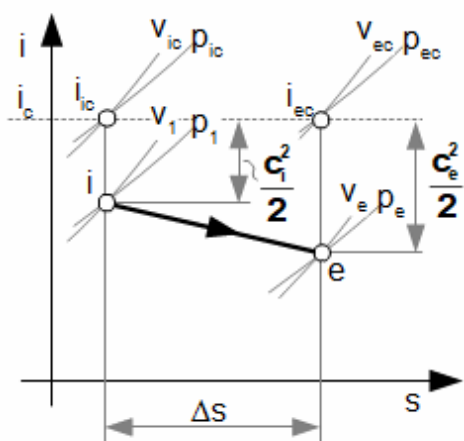
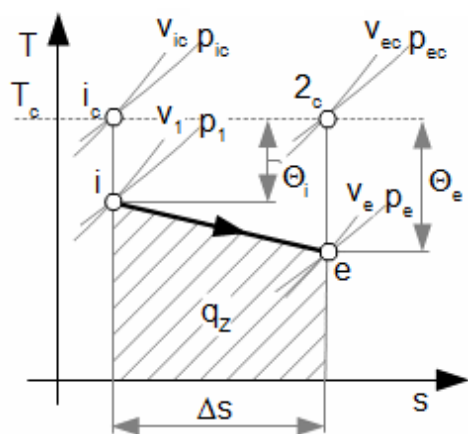
T-s diagram se používá v technické praxi jako pomůcka pro odečet stavu pracovní látky a zjištění energetických toků pro sledované termodynamické změny či celých oběhů z těchto změn složených. Zvláště důležitý je při vyšetřování termodynamické změny plynů. Například při proudění plynu potrubím také vznikne ztrátové teplo a plyn se zahřeje, jenže na rozdíl od kapaliny se zahřátím ještě rozpíná, takže jeho rychlost (kinetická energie) se musí zvýšit. Současně se podle prvního zákona termodynamiky celkový energetický obsah plynu nezmění. Takovou změnu lze do příslušných T-s a i-s diagramů zakreslit způsobem uvedeným na *Obrázku 985*.

Z definice entropie je zřejmé, že pokud v izolovaném systému budou probíhat transformace, bude entropie nulová nebo se bude zvětšovat, tak jak se postupně transformuje vnitřní energie systému na energii další a zpět (změna v izolovaném systému, která při konstantní entropii se nazývá izoentropická změna). Aby entropie klesala musel by mít číselný znaménko. To lze dosáhnout pouze je-li teplo odváděno mimo vyšetřovaný systém, tedy systém by byl neizolován – odtud plyne druhý zákon termodynamiky.

Zvýšení entropie souvisí s množstvím stavů, které může pracovní látka dosáhnout na molekulární úrovni, což souvisí s mechanismem sdílení tepla – teplo přestupuje z teplé látky na studenou a nikoliv naopak. Ztrátové teplo totiž způsobuje lokální zvýšení teploty v okolí nějakého místa ve vyšetřovaném objemu a tedy sdílení tepla s bezprostředním okolím, které je chladnější. Tímto mechanismem se snižuje teplota místa vzniku ztrátového tepla a tedy i schopnost pracovní látky konat práci. Více v [6], [7, s. 396].

©2018 Jiří Škorpič

©2013 Jiří Škorpič



$$\left. \begin{aligned} i_c &= i + \frac{c^2}{2} \\ i &= c_p \cdot t \end{aligned} \right\} \begin{aligned} t_c &= t + \frac{c^2}{2 \cdot c_p} \\ \Theta & \end{aligned}$$

$$T_c = T + \Theta; \quad \Delta p_z = p_i - p_e$$

©2013 Jiří Škorpík

985 Proudění plynu v trubce v T-s a i-s diagramu

i_c [J·kg⁻¹] celková měrná entalpie (celková energie), která se při proudění nemění $i_c = i_{ic} = i_{ec}$; Θ [K] teplotní ekvivalent rychlosti (zvýšení teploty plynu při dokonalé přeměně kinetické energie proudu na entalpii); T_c [K] celková teplota plynu; Δp_z [Pa] tlaková ztráta. Během proudění klesá vnitřní tepelná energie plynu, která se transformuje na kinetickou a tlakovou energii podobně jako část ztrátového (třecího) tepla.

Rozdíl mezi vratnými a nevratnými termodynamickými změnami nemusí být v technické praxi velký, a proto se při návrhu termodynamických dějů velmi často pro první zjednodušené přiblížení nevratné změny zanedbávají. Například v případě proudění v potrubí takové zjednodušení představuje, že na začátku i konci trubky bude stejný stav kapaliny, jako by nevratná změna neproběhla apod.

• Entropie a bit

Na závěr této kapitoly bych ještě zmínil, že slovo entropie se používá nejen v termodynamice, ale i v informatice, kde představuje neurčitost rozhodování (Shannonova entropie) v jakém stavu se mohou nacházet členy pozorovaného systému, jeho jednotkou je bit a počítá se pomocí vzorce $H = -(p_1 \log_2 p_1 + p_2 \log_2 p_2 + \dots + p_n \log_2 p_n)$, kde p označuje pravděpodobnost, že tento stav nastane a n je počet stavů, kterých může systém dosáhnout [19, s. 15] (logaritmus o základu dvě, protože stav může buď nastat nebo nenastat). Rovnice byla odvozena na základě požadavků na to co by měla neurčitost rozhodování znamenat [19, s. 14]. Maximální neurčitosti dosáhne systém jsou-li všechny stavy, které může systém dosáhnout stejně pravděpodobné [19, s. 15], [20, s. 296]. Neurčitost rozhodování systému lze měnit pomocí informace o systému přesněji zprávou, která mění pravděpodobnost v jakém stavu se systému může nacházet (buď ji zvyšuje nebo snižuje). Množství informace v bitech je potom rozdíl neurčitosti rozhodování před přijetím informace a po přijetí informace. Nejčastěji neurčitost rozhodování vztahujeme na soubor dat, který obsahuje binární členy, takže každý z nich může být ve stavu 0 nebo 1. Soubor dat, který obsahuje jeden binární člen může mít maximálně 1 bit. Soubor dat, který obsahuje dva binární členy může mít maximálně 2 bity atd.

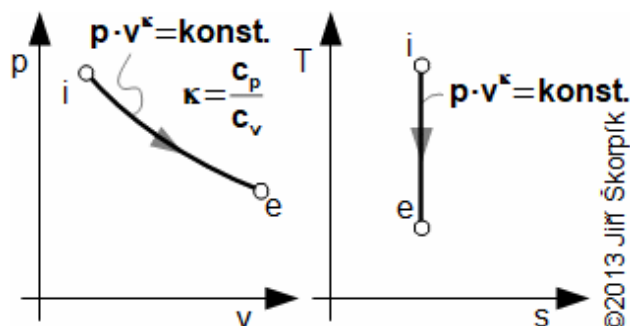
•••

Některé dobře popsatelné vratné termodynamické změny

Stav plynu po nějaké termodynamické změně lze vypočítat z počátečního stavu a typu změny, pakliže se jedná o dobře popsatelnou změnu. Například na *Obrázku 603*, s. 8 mezi body 1 a 2 probíhá nějaká obecná termodynamická změna během které se zvyšuje tlak a pak zase klesá, i když se objem stále zvětšuje. Taková složitá změna stavu není jednoduše popsatelná. Mezi dobře popsatelné termodynamické změny patří tzv. změna adiabatická a některé speciální případy změny polytropické:

• Adiabatická změna neboli adiabatický děj

Adiabatická změna je taková, při které je sledované množství látky dokonale izolováno od vnějšího vlivu. V případě plynu uzavřeného ve válci s pístem bude probíhat adiabatická změna, jestliže bude válec dokonale izolován proti sdílení tepla s okolím $dq=0$. Vratnou adiabatickou změnu lze popsat exponenciální rovnicí tzv. rovnicí adiбаты, takže v p - v diagramu se bude tlak při vratné adiabatické změně měnit exponenciálně podle *Vzorce 361*.

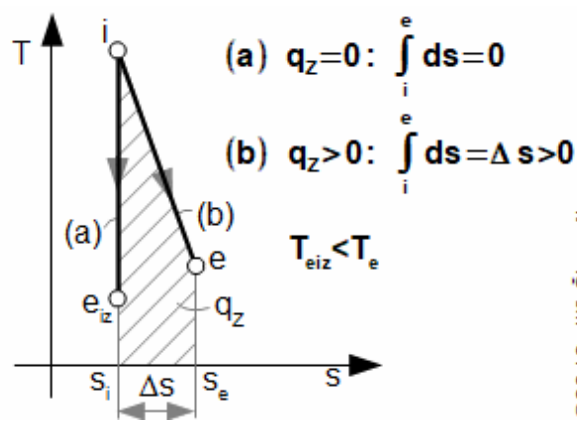


361 Rovnice adiбаты

κ [-] Poissonova konstanta též exponent adiбаты (jedná se o konstantu závislou na složení plynu). Rovnice je odvozena v [4, s. 87]. Vratná adiabatická změna je současně izoentropická, protože není doprovázena přívodem tepla, a tak veškeré změny proběhly na úkor vnitřní tepelné energie pracovní látky, což odpovídajícím způsobem snížilo její teplotu.

Na *Obrázku 361* je příklad vratné adiabatické expanze (tlak se snižuje), opakem vratné adiabatické expanze je vratná adiabatická komprese. Při vratné adiabatické kompresi ve směru e_{iz} - i se spotřebuje stejné množství práce jako se vykoná při vratné expanzi ze stavu i - e_{iz} .

V případě nevratné adiabatické změny již *Vzorec 361* nelze použít, což je znázorněno na *Obrázku 969*, kde je porovnávána adiabatická vratná expanze s nevratnou adiabatickou expanzí.



969 Příklad nevratné adiabatické termodynamické změny (adiabatická expanze)

(a) adiabatická expanze pro případ $q_z=0$ – izoentropická expanze; (b) adiabatická expanze pro případ $q_z \neq 0$ – expanze se ztrátami. Index iz označuje stav pracovního plynu ve válci na konci izoentropické expanze. Jestliže během expanze budou probíhat transformace energie za vzniku ztrátového tepla, tak stav pracovního plynu na konci expanze bude odpovídat bodu e . Stav e se vyznačuje vyšší teplotou (vyšší vnitřní tepelná energie plynu) a vyšší entropií než stav e_{iz} .

Praktická ukázka zvyšování entropie vlivem tepla z reverzních procesů jsou patrné například při adiabatické expanzi v tepelné turbíně či adiabatické kompresi v turbokompresoru. Zajímavým případem je i škrcení plynu a par při průtoku clonou.

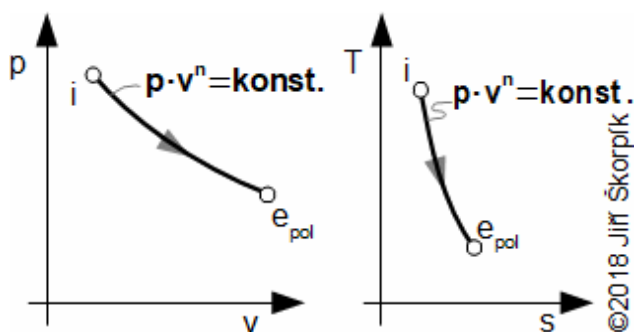
Úloha 343

Určete konečný tlak, teplotu a práci plynu ve válci s pístem, ve kterém probíhá adiabatická expanze. Počáteční objem válce je 41 cm^3 , na konci expanze je objem válce 286 cm^3 . Teplota plynu na počátku je $200 \text{ }^\circ\text{C}$ a tlak $1,6 \text{ MPa}$. Pracovním plynem je suchý vzduch. Řešení úlohy je uvedeno v *Příloze 343*.

S pojmem "adiabatický" se paradoxně se můžeme setkat i v souvislosti s hořením. Při adiabatickém hoření se pracovní látka ohřívá teplem uvolněným uvnitř objemu, ale toto teplo nesdílí s okolím, proto lze tento děj označit za adiabatický.

• Polytropická změna neboli polytropický děj

Polytropická změna je taková, při které sledované množství látky sdílí teplo s okolím. V případě plynu uzavřeného ve válci s pístem bude probíhat polytropická změna, jestliže bude válec sdílet teplo s okolím $dq \neq 0$. Nejlépe se popisuje vratná polytropická změna, která probíhá exponenciálně s konstantním exponentem, tedy podobně jako u vratného adiabatického děje. Tato změna je dobře popsitelná exponenciální rovnicí tzv. rovnicí polytropy, takže v p - v diagramu se bude tlak při polytropické změně měnit exponenciálně, viz *Vzorec 1133*.

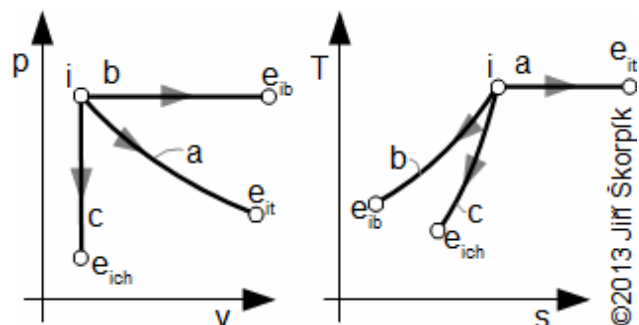


1133 Rovnice polytropy

n [-] exponent polytropy – v nejjednodušším případě je konstantní po celou dobu trvání děje. Principiálně nic nebrání tomu, aby se měnil, ale potom se už nejedná o snadno popsitelnou změnu. Na tomto obrázku je příklad polytropické expanze s přívodem tepla, při vratném polytropické ději s odvodem tepla by entropie na konci děje byla menší než v případě děje s přívodem tepla [4, s. 94].

Opakem vratné polytropické expanze z *Obrázku 1133* je vratná polytropická komprese s přívodem tepla. Při vratné adiabatické kompresi ve směru $e_{pol}-i$ se spotřebuje stejné množství práce jaká byla vykonána při vratné expanzi ze stavu $i-e_{pol}$.

Speciálními případy vratného polytropického děje jsou takové děje, při kterých se sdílí s okolím tolik tepla aby se neměnila buď teplota plynu (vratný izotermický děj), tlak (vratný izobarický děj) nebo objem (vratný izochorický děj), *Obrázek 859*.



859 Speciální případy vratné polytropické změny

a izotermická změna stavu plynu ($t = konst.$, $n = 1$); **b** izobarická změna stavu plynu ($p = konst.$, $n = 0$); **c** izochorická změna stavu ($v = konst.$, $n = \infty$). Křivky v diagramech zaznamenávající změny stavu při izotermickém ději se nazývají izotermy, izobarickém ději izobary a při izochorickém ději izochory. Děj **a** je s přívodem tepla, děje **b**, **c** s odvodem tepla. Samozřejmě vratné změny se mohou uskutečňovat i v opačných směrech než jsou šipky.

Nejvíce tepla se transformuje na mechanické energie a práci v případě izotermické změny, jelikož transformace probíhá při konstantní teplotní hladině, žádné teplo není spotřebováno na změnu vnitřní tepelné energie látky.

Úloha 945

Vypočítejte konečné stavy suchého vzduchu ve válci s pístem pro případ izotermické, izobarické a izochorické vratné změny. Počáteční stav plynu je stejný jako v *Úloze 343*. Sdílené teplo s okolím při každé z uvedených změn je $-36 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$. Řešení úlohy je uvedeno v *Příloze 945*.

• • •

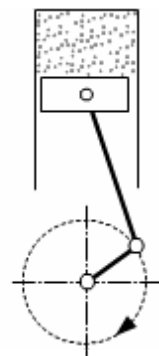
Porovnávání termodynamických změn a porovnávací tepelné oběhy

Snahou každého konstruktéra termodynamického stroje je nalézt vratné změny, které by ve stroji probíhaly, kdyby pracoval beze ztrát. Porovnáním takového ideálního procesu transformace energie uvnitř stroje se skutečným získá konstruktér představu o typu ztrát, které ve stroji vznikají. Studium vzniku těchto ztrát pak může stroj zdokonalovat. Podobně je to při navrhování tepelných oběhů – je třeba nalézt oběh poskládaný z vratných dějů, který by byl tzv. porovnávacím tepelným oběhem ke skutečnému vyšetřovanému oběhu a odtud stanovit typy ztrát a možnosti jejich snížení. Jedním z nejčastějších porovnávacích oběhů je tzv. Carnotův oběh.

• Carnotův oběh

Pracovní látkou Carnotova oběhu je ideální plyn hermeticky uzavřen ve válci s pohyblivým pístem, který koná přímočarý vratný pohyb a pohání například klikovou hřídel, viz *Obrázek 53*. Pohyb pístu je takový, aby se ve válci postupně vykonaly čtyři vratné děje během jedné otáčky klikového hřídele, a to nejprve izotermická expanze plynu o teplotě T_T při pohybu pístu z jeho horní úvrati. Znamená to, že během této změny je plynu uvnitř válce dodáváno teplo – válec je ohříván. Na tuto izotermickou expanzi ve vhodné poloze pístu navazuje adiabatická expanze, kdy se přívod tepla přeruší. Tato expanze trvá až do dolní úvrati pístu. Při pohybu z dolní úvrati probíhá třetí vratná změna a to izotermická komprese o teplotě plynu T_S . Znamená to, že během této změny je plynu uvnitř válce teplo odebíráno – válec je chlazen. Na tuto izotermickou kompresi ve vhodné poloze pístu navazuje adiabatická komprese, kdy

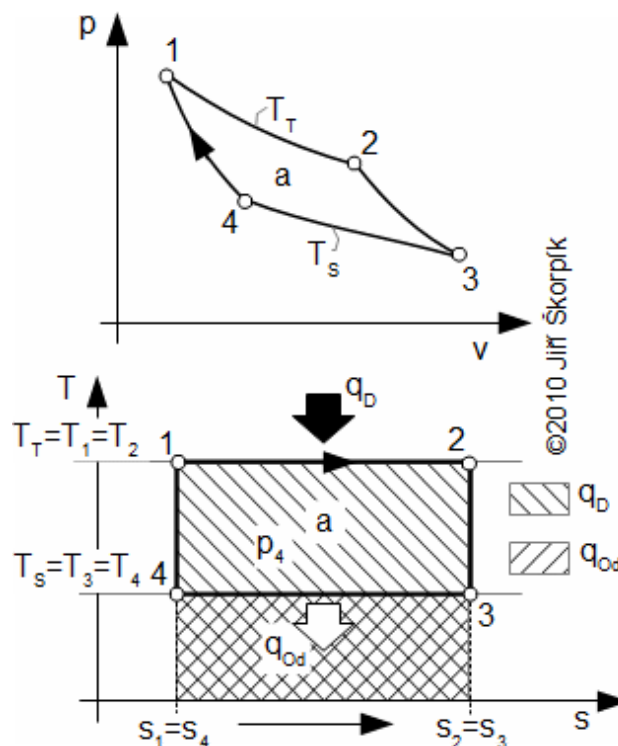
se odvod tepla přeruší. Tato komprese trvá až do horní úvrati pístu, a jestliže byly vybrány vhodné polohy pístu, při kterých došlo ke změně typu vratné změny, tak teplota a tlak plynu ve válci je stejná jako na začátku první změny – oběh je uzavřen. Tyto čtyři vratné změny lze zakreslit do p - v nebo T - s diagramu, viz *Obrázek 957*.



©2006 Jiří Škorpič

53 Jedna z možných realizací Carnotova oběhu

Pracovní plyn je uzavřený ve válci s pístem. Píst pohání klikovou hřídel přes ojnici.



©2010 Jiří Škorpič

957 Carnotův oběh v p - v a T - s diagramu

1-2 izotermická expanze při teplotě T_T (teplo je pracovnímu plynu dodáváno); 2-3 adiabatická expanze (pracovní plyn je tepelně izolován od okolí); 3-4 izotermická komprese při teplotě T_S (teplo je z pracovnímu plynu odváděno); 4-1 adiabatická komprese (pracovní plyn je tepelně izolován od okolí). q_D [$J \cdot kg^{-1}$] dodané (přivedené) měrné teplo; q_{Od} [$J \cdot kg^{-1}$] odvedené měrné teplo.

Pomocí rovnic popisující jednotlivé vratné termodynamické změny a rovnic prvního a druhého zákona termodynamiky, lze odvodit rovnice popisující energetické toky v Carnotově oběhu, viz *Rovnice 54*.

$$q_D = \int_1^2 T \cdot ds = T_1(s_2 - s_1); \quad q_{Od} = T_3(s_4 - s_3)$$

$$a = q_D + q_{Od} = (T_1 - T_3)(s_2 - s_1)$$

$$q_D = \int_1^2 dq = r \cdot T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad q_{Od} = r \cdot T_3 \ln \frac{v_4}{v_3}$$

$$a = r \left(T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} + T_3 \cdot \ln \frac{v_4}{v_3} \right)$$

54 Energetická bilance Carnotova oběhu

Protože na úsecích 2-3 a 4-1 probíhají adiabatické děje, může být teplo dodáváno pouze na úsecích izotermických dějů 1-2 a 3-4. Bilance tepla na úseku 1-2 bude mít kladné znaménko ($v_1 < v_2$) – teplo je dodáváno, bilance tepla na úseku 3-4 bude mít záporné znaménko ($v_4 > v_3$) – teplo je odváděno. Protože práce oběhu je rovna uzavřené integraci tepelného toku (viz *Rovnice 603*, s. 8), musí být práce oběhu také rovna $a = q_D + q_{Od}$, což paralelně plyne ze zákona zachování energie. Odvození rovnic pro energetickou bilanci Carnotova oběhu je uvedeno v *Příloze 54*.

Tak jako nelze technicky realizovat vratné termodynamické změny, tak nelze technicky realizovat Carnotův oběh, lze se pouze k takovému oběhu přiblížit (překážkou je především rychlé střídání ohřevu ochlazení na stejné teplosměnné ploše válce). Míru přiblížení se reálného oběhu k oběhu složeného z vratných změn je možné stanovit porovnáním tzv. tepelných účinností těchto oběhů. Tepelná účinnost je práce oběhu k množství přivedeného tepla. Carnotův oběh složený z vratných změn dokonce dosahuje maximální jakou může tepelný oběh dosáhnout (viz další kapitola). Nicméně existují další porovnávací oběhy, které lze realizovat alespoň přibližně a jsou vhodnější pro potřeby transformace tepla v práci, některé z nich popisují v článku [6. Tepelné oběhy a jejich realizace](#).

• Účinnost transformace energie

Teplo lze transformovat na práci prostřednictvím tepelného oběhu realizovaných pomocí strojů. Účinnost takové transformace je poměr vykonané práce a dodaného tepla, proto se takto definovanou účinnost nazývá tepelná účinnost oběhu, *Vzorec 616*.

$$\eta_k = \frac{A}{Q_D} = \frac{a}{q_D}$$

616 Tepelná účinnost oběhu – definice

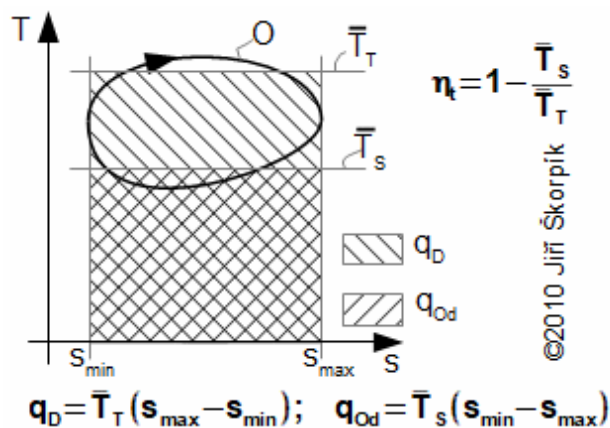
Index **D** označuje teplo, které bylo dodáno (přivedeno) do oběhu.

Tepelná účinnost oběhu nemůže být rovna 1, a to ani, pokud je složen z vratných změn. To je dáno tím, že část vykonané práce (která vznikla transformací dodaného tepla) se zase spotřebuje na to, aby se pracovní látka vrátila do původního stavu a oběh se mohl znova opakovat.

Tepelnou účinnost oběhu lze vyjádřit i pouze pomocí střední teploty přívodu tepla do oběhu a střední teploty odvodu tepla z oběhu, *Vzorec 582*, s. 18. Střední teplota přívodu tepla do oběhu je teplota přívodu tepla porovnávacího Carnotova oběhu, který bude mít stejný rozdíl maximální a minimální entropie jako vyšetřovaný oběh. Podobně střední teplota odvodu tepla z oběhu je teplota odvodu tepla porovnávacího Carnotova oběhu, který bude mít stejný rozdíl maximální a minimální entropie jako vyšetřovaný oběh.

V souvislosti s definicemi střední teploty přívodu a odvodu tepla oběhu si všimněme, že u Carnotova oběhu jsou tyto teploty rovny přím o teplotě přívodu tepla do oběhu, respektive odvodu tepla z oběhu ($T_T^- = T_T$, $T_S^- = T_S$ viz T-s diagram Carnotova oběhu *Obrázek 957*). Odtud plyne, že Carnotův oběh dosahuje nejvyšší možné tepelné účinnosti pro konkrétní teplotní poměr, který je definovaný jako poměr maximální a minimální teploty v oběhu,

Obrázek 1140, [6, s. 54]. Uvedené závěry poprvé formuloval Britský fyzik **William Thomson** (1824-1907 jako lord Kelvin), mimo jiné vyslovil jako první předpoklad, že existuje absolutní nula a zavedl výraz termodynamika.



582 Odvození rovnice tepelné účinnosti oběhu bez ztrát

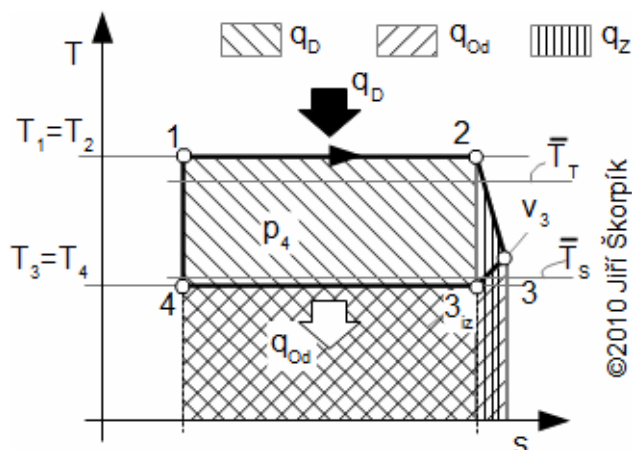
\bar{T}_T [K] střední teplota přívodu tepla do oběhu;
 \bar{T}_s [K] střední teplota odvodu tepla z oběhu. **O** křivka stavu pracovní látky oběhu. Odvození je uvedeno v Příloze 582 i v [6, s.54].

$$\tau = \frac{\bar{T}_s}{\bar{T}_T}$$

1140 Teplotní poměr oběhu

τ [-] teplotní poměr.

Zavedení střední teploty přívodu a odvodu tepla oběhu má velký význam při optimalizaci porovnávacích tepelných oběhů, respektive zvyšování jejich tepelných účinností pomocí tzv. Carnotizace. V těchto případech teploty \bar{T}_T , \bar{T}_s vyjadřují skutečnou střední teplotu přívodu a odvodu tepla oběhu. U reálných oběhů už tomu tak není, protože tepelné toky a tedy změnu entropie ovlivňuje i ztrátové teplo, proto plocha v T-s pod křivkou změn teploty už nevyjadřuje práci této změny a tudíž plocha, kterou oběh v T-s diagramu vytváří už neodpovídá práci oběhu, jak je názorně uvedeno na Obrázku 972. A tak střední teploty přívodu a odvodu tepla oběhu jsou u reálných oběhů jen fiktivní teploty, které mohou maximálně sloužit při porovnání jednotlivých strojů se stejnými oběhy.



972 Carnotův oběh s nedokonalou realizací

Oproti předchozí ideální realizaci (Obrázek 957, s. 17) probíhá expanze pracovního plynu na úseku 2-3 sice adiabaticky, ale se ztrátami. Aby se stav pracovního plynu vrátil na izoentropu, respektive do stavu 3_{iz} musí být, část tohoto ztrátového tepla odvedeno mimo oběh při konstantním objemu odpovídající ploše pod izochorou na úseku $3-3_{iz}$. Což znamená, že se zvýšila střední teplota odvodu tepla z oběhu, a naopak zvýšila, kvůli ztrátovému teplu, střední teplota přívodu tepla do oběhu, a tím i snížila práce oběhu.

Pro technickou praxi je tepelná účinnost oběhu velmi důležitá, protože tepelný oběh s vyšší účinností bude mít i nižší spotřebu tepla než oběh s nízkou účinností. Zdroj tepla vyžaduje zařízení (podle jeho typu například spalovací zařízení, sluneční kolektor...), které nemůže být libovolně velké. Zároveň zdroj tepla má v dnešním světě konkrétní finanční hodnotu (samozřejmě záleží i na provozních nákladech celého zařízení pro realizaci takového oběhu).

Při vyšetřování reálného tepelného oběhu se v technické praxi nevychází pouze z T-s diagramu, ale data se kombinují hned z několika diagramů pro získání více vstupních dat při řešení rovnic. Proto je schopnost sestavit stejný tepelný oběh v několika diagramech naprosto klíčová.

Podobným způsobem se stanovují i účinnosti termodynamických změn, při kterých se porovnává nějaká reálná změna s vratnou změnou tzv. termodynamická účinnost změny. Nejčastěji se sleduje

vnitřní práce takové změny podílem se vratnou změnou, takže v nejlepším případě může být taková účinnost rovna 1 tj termodynamická změna probíhá jako vratná – beze ztrát. V těchto případech je vždy nutné uvést s jakou vratnou změnou byla vyšetřovaná změna porovnávána, například se může jednat o adiabatickou (izoentropickou), izotermickou nebo polytropickou účinnost změny.

Úloha 601

Stanovte vnitřní izoentropickou účinnost ventilátoru z Úlohy 156, s. 10. Řešení úlohy je uvedeno v Příloze 601.

• • •

Termodynamické vlastnosti látek

Z výše uvedených odstavců je zřejmé, že k přesnému výpočtu práce a tepelných toků ve stroji je nezbytné mít k dispozici *i-s* nebo *T-s* digram příslušné pracovní tekutiny. Z *T-s* diagramů lze přímo odečíst jednotlivé stavy vyšetřovaného druhu pracovní látky, jak je naznačeno například na *Obrázku 970, s. 12 a 985, s. 13*. Nejčastějšími pracovními tekutinami jsou voda H_2O a vzduch.

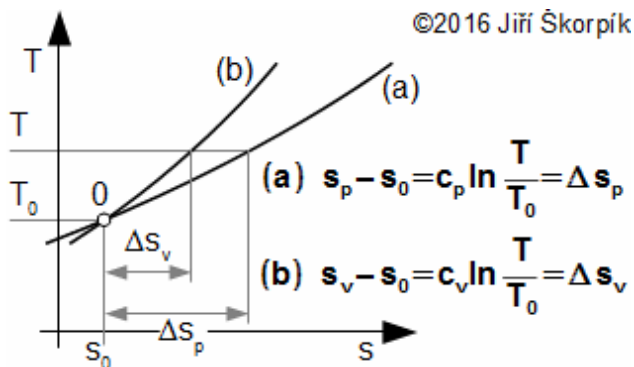
Pokud se jedná o vodu jsou k dispozici volně dostupná data v širokém rozsahu jejích stavů. Tato data spravuje nezisková organizace IAPWS (The International Association for the Properties of Water and Steam [13]), která podporuje výzkum, zpracování a zveřejňování vlastností vody. Tyto údaje se využívají v tabulkách termodynamických vlastností vody např. [14], [15], ve kterých jsou uvedeny i polynomy nejsledovanějších křivek (izobar, izochor, izoterem a pod.) v diagramech.

Termodynamická data pro vzduch jsou také volně dostupná, přesněji jednotlivých plynů a vodní páry ve vzduchu obsažených. Pomocí těchto termodynamických dat si musí konstruktér, pro dané složení vzduchu, vytvořit diagram sám nebo častěji pomocí softwarového nástroje.

• Konstrukce *T-s* a *i-s* diagramů ideálních plynů pomocí porovnávací izobary

Volná dostupnost termodynamických dat dalších (technických) plynů a směsí plynů je horší. Jednou z možností jak si diagramy takových plynů vytvořit (zkonstruovat izobary a izochory) je vycházet z jejich měrných tepelných kapacit. Měrná tepelná kapacita při stálém objemu i tlaku ideálního plynu je konstantní ($c=konst.$) pro celý rozsah

teplot a tlaků a lze ji jednoduše vypočítat podle kinetické teorie plynů viz kapitola 44. Energie pohybu molekul plynu. Jestliže uvažujeme tepelnou kapacitu jako konstantu, pak lze rovnice pro konstrukci izobary i izochory v T-s diagramu odvodit velmi snadno, jak je znázorněno na Obrázku 310.



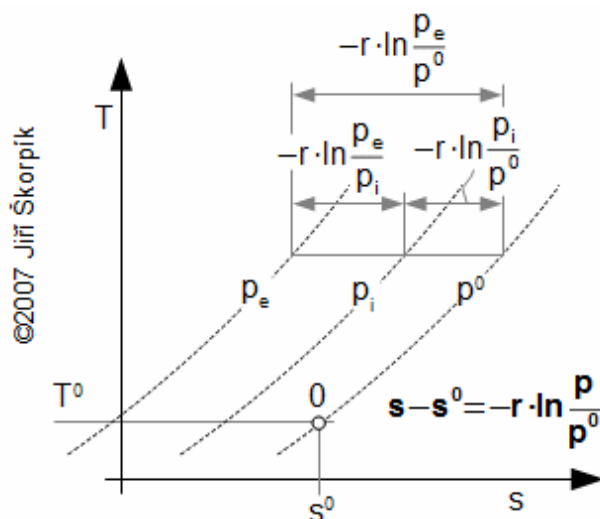
310 Rovnice pro konstrukci izobary a izochory v T-s diagramu

(a) rovnice izobary; (b) rovnice izochory. Index **p** označuje bod na izobaře a index **v** na izochore. Rovnice jsou odvozeny pro $c = konst.$ v Příloze 310.

Z posledních rovnic je patrné, že Δs na jakékoliv izobaře pro stejný rozdíl teplot je stejný, protože rovnice nejsou funkcí tlaku. To znamená, že pro konstrukci průběhu děje v T-s diagramu mezi dvěma izobarami stačí znát pouze tvar jedné izobary, která se proto označuje jako porovnávací izobara a tu posouvat v diagramu T-s ve vodorovném směru pro získání potřebných izobar, viz Obrázek 124. Posunutí mezi jakoukoliv izobarou a porovnávací izobarou odpovídá rozdílu entropie při izotermickém ději mezi těmito tlaky. Podobně lze postupovat i při konstrukci izochor.

Konstrukce i-s diagramu ideálního plynu je stejná pouze se osa teploty přepočítá na hodnoty entalpie podle vzorce $i = c_p(T-273,15)$, který lze jednoduše odvodit z Rovnice 985, s. 13.

Měrná tepelná kapacita směsi plynů je rovna součtu měrných tepelných kapacit jednotlivých složek plynu, což lze vyjádřit Vzorcem 814.



124 Konstrukce T-s diagramu pomocí porovnávací izobary

Obrázek znázorňuje posunutí dvou izobar p_i a p_e vůči porovnávací izobaře p^0 přičemž $p_e < p_i < p^0$. p^0 porovnávací izobara – jedná se o referenční křivku v T-s diagramu pro určitý (porovnávací) tlak (většinou atmosférický tlak p_{at}), změna entropie na této izobaře je k vybranému referenčnímu stavu θ (většinou se jedná o teplotu θ °C). θ referenční stav na porovnávací izobaře (horním indexem θ jsou označeny stavy na porovnávací izobaře). Odvození rovnice pro rozdíl entropie na izotermě je uvedeno v Příloze 124.

$$c = \sum_{i=1}^k \omega_i \cdot c_i; \quad \omega_i = \frac{m_i}{m}$$

814 Měrná tepelná kapacita směsi plynů

ω_i [-] hmotnostní podíl jednotlivé složky plynu; c_i [kJ·kg⁻¹·K⁻¹] měrná tepelná kapacita jednotlivé složky plynu; m [kg] hmotnost plynu v kontrolním objemu; m_i [kg] hmotnost jednotlivé složky plynu v kontrolním objemu; k [-] počet složek plynu.

Speciálním případem je konstrukce T-s a i-s diagramů tekutin pro případ, že jejich hustota se ve vyšetřované oblasti nemění $\rho \approx konst.$ V takových diagramech jsou izobary opět stejné logaritmické křivky (navíc izobary i izochory mají stejný tvar, protože pro tento případ platí $c_v = c_p$) vzájemně posunuté ve směru osy teploty, respektive entalpie. To je dáno tím, že pro tento případ lze zanedbat vliv změny vnitřní tepelné energie i hustoty takže vyjde $\Delta i \approx \Delta p \cdot \rho^{-1}$ a $\Delta q = \Delta u$.

Při konstrukci T-s a i-s diagramů reálných tekutin je problém v tom, že jejich měrné tepelné kapacity nemusí být konstantní ve vyšetřovaném rozsahu teplot a tlaků ($c \neq konst.$). Měrné tepelné kapacity reálných plynů jsou obvykle funkcí teploty a tlaku ($c = f(T, p)$). Například měrná tepelná kapacita při stálém tlaku c_p suchého vzduchu o teplotě 1 000 °C je o 18 % větší než při teplotě 0 °C (pro atmosférický tlak). Důsledek: na konci termodynamické změny reálného plynu a plyných směsí může být teplota jiná než na konci stejné termodynamické změny ideálního plynu při stejné výchozí teplotě a tlaku. To omezuje platnost *Rovnic 310, s. 19* pro konstrukci izobar a izochor a další rovnice, například rovnice pro rozdíl entalpií, která byla odvozena za předpokladu $c_p = konst.$

• Konstrukce T-s a i-s diagramů reálných plynů

Pro malé změny měrné tepelné kapacity lze vycházet ze střední hodnoty tepelných kapacit na daném úseku izobary či izochory, *Vzorec 448*.

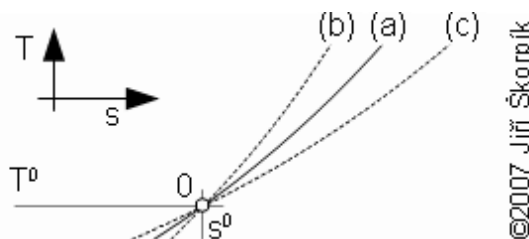
$$\bar{c} \approx c_{str} = \frac{c_1 + c_2}{2}$$

448 Střední hodnota měrné tepelné kapacity mezi počátkem a koncem termodynamického děje

c_{str} [J·kg⁻¹·K⁻¹] střední hodnota měrné tepelné kapacity mezi počátkem a koncem děje; $c_{1/2}$ [J·kg⁻¹·K⁻¹] měrná tepelná kapacita na počátku/konci děje. Výpočet měrné tepelné kapacity tímto způsobem je dostatečný pro rozdíl teplot mezi počátkem a koncem děje cca do 200 °C.

Uspokojivých výsledků, při přibližném výpočtu rozdílů entalpie reálných plynů, lze dosáhnout, jestliže je uvažována závislost měrné tepelné kapacity pouze na teplotě $c = f(T)$ [21, s. 79] (vliv tlaku na c bývá mnohem menší než teploty). To sice zhoršuje přesnost výsledků, ale jestliže změna měrné tepelné kapacity plynu při

stálém tlaku je funkcí pouze teploty (nikoliv tlaku) platí, že izobary v T-s diagramu jsou opět stejné a od sebe posunuty ve směru osy entropie (podobně jako pro $c_p = konst.$), a pro konstrukci T-s diagramu stačí znát pouze porovnávací izobaru, přičemž vliv změny tepelné kapacity na tvar izobary v T-s diagramu je zobrazen na *Obrázku 123*.



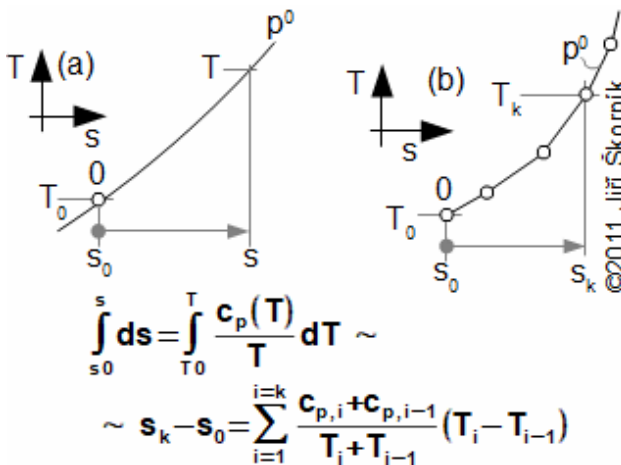
123 Izobary v T-s diagramu pro případy $c_p = konst.$ a $c_p = f(T)$

(a) izobara pro $c_p = konst.$; (b) izobara v případě, že c_p s teplotou klesá; (c) izobara pro případ, že c_p s teplotou roste. 0 výchozí stav. Při $c_p = f(T)$ již izobary nejsou logaritmické křivky. Znamená to, že c_p rostoucí s teplotou zvyšuje spotřebu tepla na ohřev plynu nebo pro případ chlazení zvyšuje množství odvedeného tepla, u c_p klesající s teplotou je to obráceně. Pro energetickou bilanci izobarické změny je tedy důležité stanovit přibližný skutečný tvar izobary v T-s diagramu, který by reflektoval změnu c_p .

Přesnější porovnávací izobaru v T-s diagramu reálného plynu nebo směsi plynů lze zkonstruovat pomocí funkce $c_p = f(T)$ nebo z tabulkových hodnot $T-c_p$, jak je blíže popsána na *Obrázku 813* (stejně pravidlo lze použít i pro izochoru).

Funkce $c_p = f(T)$ pro různé plyny bývají uvedeny v termodynamických tabulkách např. [17]. Ve zkrácených verzích tabulek pro inženýry jsou obvykle uvedeny pouze vybrané hodnoty této funkce nebo jen hodnoty měrné tepelné kapacity pro vybrané teploty v tabulce. Způsob zobrazení takové tabulky ukazuje *Obrázku 703*.

Posunutí jednotlivých izobar od porovnávací izobary v T-s diagramu se samozřejmě počítá stejně jako v případě T-s diagramů ideálních plynů



813 Konstrukce porovnávací izobary reálného plynu
(a) konstrukce jakékoliv bodu izobary pomocí funkce $c_p=f(T)$; **(b)** konstrukce izobary pomocí tabulkových hodnot $T - c_p$. Odvození těchto rovnic je uvedeno v Příloze 813.

t [°C]	cp [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	s [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
0	..	0
5
10

703 Příklad tabulkového zápisu porovnávací izobary $p^0 = \dots Pa$ pro plyn, $t^0 = \dots ^\circ C$

Přepočítat T-s diagram na i-s reálných plynů lze pomocí Vzorce 858, který vychází ze vztahu mezi teplotou a entalpií (Vzorec 966, s. 7).

$$i_k - i_0 = \int_0^k T \cdot ds \sim i(T_k) = \sum_{i=1}^{i=k} \frac{T_i + T_{i-1}}{2} (s_i - s_{i-1})$$

858 Rovnice pro konstrukci i-s diagramu

Výpočet měrné entalpie pracovního plynu v bodě k při teplotě T_k .

Při výpočtu entalpického spádu je výhodnější pracovat s porovnávací izobarou přímo v i-s diagramu. Proto termodynamické tabulky obsahují také měrné entalpie na porovnávací izobare (díky tomu není nutný pracovní přepočet). Jestliže je $c_p=f(T)$, potom i měrná entalpie pracovního plynu i je $i=f(T)$ a tedy i izobary v i-s diagramu jsou stejné pouze posunuté ve směru osy entropie. V tomto případě lze porovnávací izobaru

zkonstruovat z funkce $i=f(s)$ (pro čistý plyn) [17] nebo $i=f(t)$ [18, s. 25] (tato funkce je vhodná pro stanovování energetické bilance při přestupu tepla a při výpočtu teploty nechlazeného plamene viz 3. Entalpie spalin – entalpie směsi plynů). Jestliže jsou data entalpie k dispozici ve formě $i=f(t)$ je potřeba je přepočítat do formy $i=f(s)$ pomocí Vzorce 924.

$$s - s_0 = \int_{i_0}^i \frac{di}{T} \sim s_k - s_0 = \sum_{i=1}^{i=k} \frac{2(i_i - i_{i-1})}{T_i + T_{i-1}}$$

924 Rovnice pro konstrukci i-s diagramu pomocí funkce $i=f(T)$

Odvození této rovnice je uvedeno v Příloze 924.

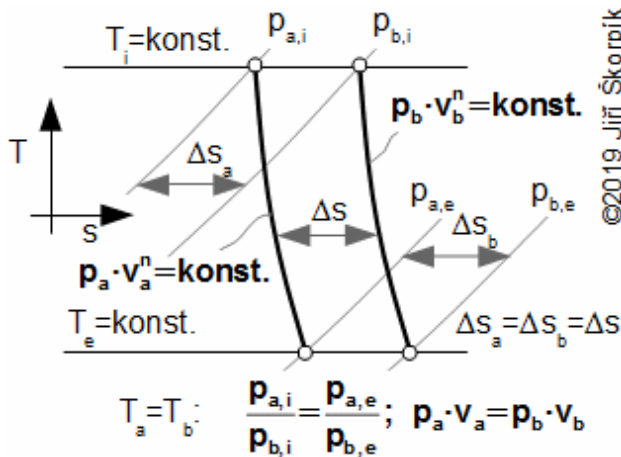
Rovnice pro výpočet entalpie směsi plynů měrná entalpie směsi plynů s_e , podobně jako v případě měrné tepelné kapacity směsi plynů Rovnice 814, s. 20, vypočítá jako součet měrných entalpií složek směsi plynu odpovídající jejich hmotnostnímu podílu ve směsi.

Úloha 704

Turbokompresor stlačuje adiabaticky suchý vzduch o atmosférickém tlaku a teplotě $14,35 ^\circ C$ s kompresním poměrem 23. Stanovte teplotu vzduchu na konci komprese a měrnou vnitřní práci turbokompresoru. Izoentropická účinnost komprese je 0,85. Zanedbejte rozdíl kinetické energie vzduchu mezi vstupem a výstupem turbokompresoru. Řešení úlohy je uvedeno v Příloze 704.

• Další vlastnosti T-s a i-s diagramů

Zvláště při vyšetřování termodynamických změn probíhajících ve strojích mimo návrhový stav (například při změně parametrů páry na vstupu do parních turbín viz kapitola 25. Zjednodušené spotřební charakteristiky parních turbín) je užitečné vědět, že křivky polytropických změn v T-s diagramu, které mají stejný exponent polytropie n , mají také mezi stejnými teplotami stejný tvar, z čehož plyne, že tlakové podíly a tlakové energie pro stejné teploty jsou stejné při obou změnách, jak je ukázáno na příkladu na Obrázku 76.

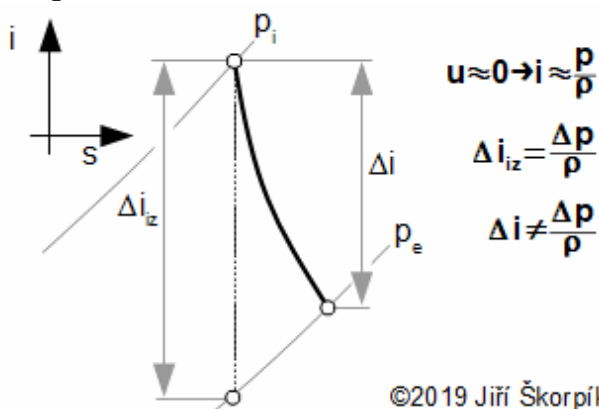


©2019 Jiří Škorpík

76 Podobnost polytropických změn v T-s diagramu

Na obrázku jsou vyznačeny dvě polytropické změny a a b. Rovnice jsou odvozeny pro případ, kdy obě polytropické změny mají stejný exponent polytropie a ideální plyn. Odvození těchto rovnic je uvedeno v Příloze 76.

Především při hydraulických výpočtech se zanedbává vliv změny hustoty a změny teploty při adiabatických změnách. Chceme-li v těchto případech vyjádřit změnu entalpie, pak zcela přirozeně říkáme, že změna entalpie je přibližně rovna tlakové energii (viz definice v kapitole Entalpie, s. 6). Nesmíme, ale zapomenout, že tímto zjednodušením vypočítáme pouze izoentropickou změnu entalpie, viz *Obrázek 384*.



©2019 Jiří Škorpík

384 Vztah mezi tlakovou energií a entalpií při konstantní teplotě a hustotě pracovní látky

Na obrázku je znázorněn adiabatická změna (například ve vodní turbíně, ve které klesá tlak vody z p_i na p_e), u které chceme určit jak se změnila entalpie, přičemž máme k dispozici údaj o tlaku na počátku a konci změny. Δi_{iz} [$J \cdot kg^{-1}$] změna entalpie při izoentropické změně; Δi [$J \cdot kg^{-1}$] skutečná změna entalpie. Zanedbáním změny vnitřní tepelné energie jsme totiž popřeli změnu entropie.

• Vlhký vzduch a relativní vlhkost vzduchu

Vlhký vzduch je směsí plynů suchého vzduchu a vodní páry. Vodní pára se chová ve vzduchu stejně jako ostatní plyny ve směsi plynů. To znamená, že má určitý parciální tlak. Maximální parciální tlak páry ve vzduchu závisí na teplotě vzduchu. To je dáno tím, že var vody je dán tlakem. Jestliže bude teplota vzduchu $40 \text{ }^\circ\text{C}$, pak podle parních tabulek nastane var vody při tlaku $7\,384,94 \text{ Pa}$, což je hledaný maximální parciální tlak páry ve vzduchu. Z pohledu stavu páry se zároveň jedná o tlak sytých pár. Parciální tlak páry ve vzduchu může být i nižší a poměr mezi skutečným parciálním tlakem a tlakem sytých par se nazývá relativní vlhkost vzduchu.

Pokud je relativní vlhkost vzduchu rovná 1, pak tento vzduch je tzv. nasycený a už nepřijímá žádnou další vlhkost. Pokud je relativní vlhkost vzduchu menší jak 1, pak je tento vzduch nenasycený a při styku z povrchem vody tato voda na povrchu začne vřít při teplotě odpovídající aktuálnímu parciálnímu tlaku páry (dále se vzduchu přehřívá na teplotu vzduchu, takže je vzduchu ve formě přehřáté páry). Tuto vlastnost využívají živočichové k termoregulaci (pocení) a je na něm založen princip chladících věží, *Obrázek 213*, s. 24.

Největší vlhkost vzduchu je na podzim, proto je teplota potu i chladící vody někdy větší než v létě, protože se chladí pouze ohřevem okolního vzduchu. Naproti tomu v létě, kdy je ve vzduchu velmi nízká vlhkost, je parciální tlak páry ve vzduchu velmi malý a pot i chladící voda se může vychladit (odpařovat) na teplotu nižší než teplota vzduchu v okolí.

Vzduch, mimo plynné vlhkosti, může obsahovat vodní kapky (aerosol), jestliže je už sytý.

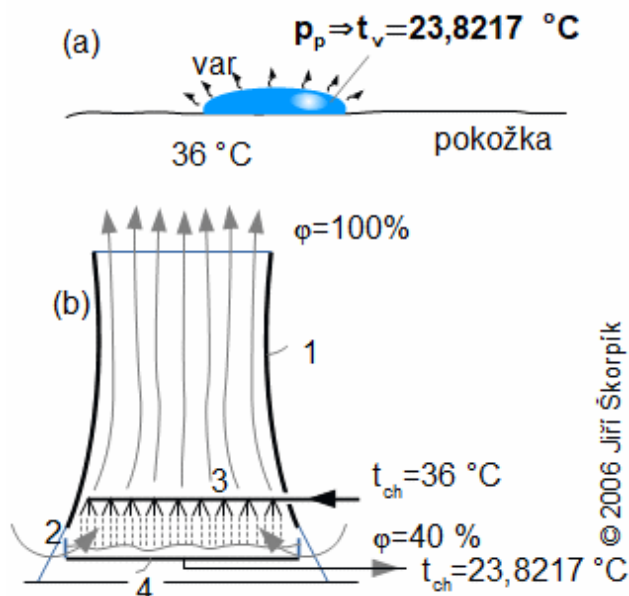
Hmotnost i entalpii páry ve vzduchu lze vypočítat z jeho parciálního tlaku a teploty

vzduchu podle *Vzorců 213*. Relativní vlhkost vzduchu lze měřit vlhkoměry.

$$t_{vz} = 40^\circ\text{C} \Rightarrow p''_p = 738\,494\text{ Pa}$$

$$\varphi = 0,4 = \frac{p_p}{p''_p} \Rightarrow p_p = 2953,976\text{ Pa}$$

$$p_{at} = p_{vz} + p_p = 101\,325,25\text{ Pa}$$



© 2006 Jiří Škorpič

213 Princip chlazení odparem

(a) stanovení teploty kapky potu na pokožce z teploty vlhkého vzduchu, jeho relativní vlhkosti a tlaku; (b) funkce chladicí věže a její parametry při dokonalém chlazení odparem (parametry vzduchu jsou stejné jako v případě (a)) a teplotě chladicí vody 36°C . t_{vz} [$^\circ\text{C}$] teplota vzduchu; p''_p [Pa] tlak, při kterém dojde k varu vody již při teplotě t_{vz} ; p_{at} [Pa] atmosférický tlak (tlak okolních vzduchu); p_{vz} [Pa] parciální tlak suchého vzduchu; p_p [Pa] parciální tlak vodní páry ve vzduchu; φ [-] **relativní vlhkost vzduchu**; t_v [$^\circ\text{C}$] teplota kapky; t_{ch} [$^\circ\text{C}$] teplota chladicí vody; 1 komín chladicí věže; 2 proud vzduchu vyvolaný komínovým efektem; 3 přívod ohřáté chladicí vody a sprchový systém pro důkladné promíchání vody se vzduchem; 4 bazén na ochlazenou vodu a její odvod.

• • •

Odkazy

- [1] PASCAL, Blaise. *Myšlenky*, 2000. 2. vydání. Praha: Mladá fronta, ISBN 80-204-0850-9. Z francouzského originálu *Pensées* přeložil Miloslav Žilina v roce 1973.
- [2] MACHÁČEK, Martin. *Encyklopedie fyziky*, 1995. 1. vydání. Praha: Mladá fronta, ISBN 80-204-0237-3.
- [3] ASIMOV, Isaac. *Slova vědy-co se za nimi skrývá*, 1978. Praha: nakladatelství Panorama. Do češtiny přeloženo z amerických originálů *Words of Science and History behind them a More Words of Science* vydané nakladatelstvím Houghton Mifflin Company, Boston v letech 1959 a 1972. České vydání doplnil a upravil Koryta Jiří.
- [4] KALČÍK, Josef, SÝKORA, Karel. *Technická termomechanika*, 1973. 1. vydání, Praha: Academia.
- [5] HORÁK, Zdeněk. KRUPKA, František, ŠINDELÁŘ, Václav. *Technická fyzika*, 1961. 3. vydání. Praha: SNTL.
- [6] ATKINS, Peter. *Čtyři zákony, které řídí vesmír*, 2012. První vydání. Praha: Academia, ISBN 978-80-200-2108-3.
- [7] HORÁK, Zdeněk. KRUPKA, František. *Fyzika. Příručka pro vysoké školy technického směru*, 1976. 2. přepracované vydání. Praha: SNTL. 424 stran, dva svazky.
- [8] HÁLA, Eduard, BOUBLÍK, Tomáš. *Úvod do statistické termodynamiky*, 1969. Vydání 1. Praha: Academia, 200 stran.
- [9] SKÁLA, Lubomír. *Úvod do kvantové mechaniky*, 2011. Vydání druhé. Praha: Karolinum, ISBN 978-80-246-2022-0.
- [10] DVOŘÁK, Ivan, MARŠÍK, František, ANDREJ, Ladislav. *Biotermodynamika*, 1982. Vydání 1. Praha. Academia. 248 stran.
- [11] POLESNÝ, Bohumil a kol. *Termodynamická data pro výpočet tepelných a jaderných energetických zařízení*, 1990. Brno: Vysoké učení technické v Československé redakci VN MON, ISBN 80-214-0160-5.
- [12] BERNAL D. John. *Věda v dějinách, 1960*. První vydání. Praha: SNPL. Jedná se o český překlad anglického originálu *Science in History*, London: 1954, vydalo Watts and Comp.
- [13] *The International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS)*. Dostupné on-line na adrese: <http://www.iapws.org>, [2013-02].

- [14] MAREŠ, Radim, ŠIFNER, Oldřich, KADRNOŽKA, Jaroslav. *Tabulky vlastností vody a páry, podle průmyslové formulace IAPWS-IF97*, 1999. Vydání první. Brno: VUTIUM. ISBN 80-2141316-6.
- [15] ŠIFNER, Oldřich a Jaroslav KLOMFAR. *Mezinárodní standardy termofyzikálních vlastností vody a vodní páry: zkrácené parní tabulky do 1000°C a 1000 MPa*. Praha: Academia, 1996. ISBN 80-200-0596-X.
- [16] PRÁGEROVÁ, Alena. *Diferenční rovnice*, 1971. Vydání první. Praha: Státní nakladatelství technické literatury.
- [17] RAŽNJEVIĆ, Kuzman. *Termodynamické tabulky*, 1984. 1. vyd. Bratislava: Alfa, 2 sv. Edícia energetické literatury (Alfa).
- [18] BUDAJ, Florian. *Parní kotle, Podklady pro tepelný výpočet*, 1992. 4. vydání. Brno :VUT Brno. 200 s. ISBN 80-214-0426-4.
- [19] GECSEI, Ján, KLÍR, Jiří, PELIKÁN, Pavel. *Matematické stroje*, 1964. 1. vydání. Praha: Orbis. 270 stran.
- [20] MAREŠ, Milan. *Slova, která se hodí, aneb, Jak si povídat o matematice, kybernetice a informatice*. Praha: Academia, 2006. ISBN 80-200-1445-4.
- [21] KOUSAL, Milan. *Spalovací turbíny*, 1980. 2. vydání, přepracované. Praha: Nakladatelství technické literatury, n. p.

Bibliografická citace článku

ŠKORPÍK, Jiří. Technická termomechanika, *Transformační technologie*, 2013-06, [last updated 2019-12-27]. Brno: Jiří Škorpík, [on-line] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. Dostupné z <http://www.transformacni-technologie.cz/43.html>.