FAKULTA
PŘÍRODOVĚDNĚ-HUMANITNÍ
A PEDAGOGICKÁ TUL

Termodynamika 4 – FYZ2
2023 FS

Ing. Štěpán Kunc, Ph.D.

stepan.kunc@tul.cz

Vlastnosti totálního diferenciálu

Změnu veličiny Y=f(Xi), která je funkcí N proměnných Xi, lze vyjádřit pomocí
Totálního diferenciálu

Totální diferenciál: $$\boldsymbol{dY = \sum_{i=1}^{N} \frac{\partial f}{\partial X_i} dX_i}$$ ← Vyjadřuje lineární přírůstek funkce f

Pokud je diferenciální změna δY nějaké funkce $Y = g(X_i)$ její totálním diferenciálem potom platí

Změna funkce Y: $$\boldsymbol{\Delta Y = \int_1^2 dY = Y_2(X_i) - Y_1(X_i)}$$ ← Závisí pouze na počátečním a Koncovém bodu funkce g

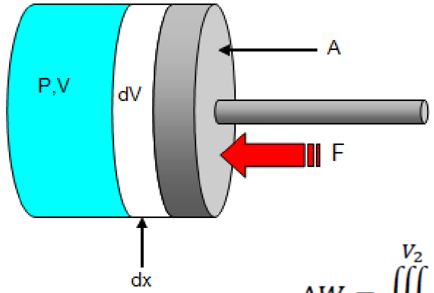
$$\boldsymbol{\oint_c dY = Y_2 - Y_1 = 0}$$ ← Křivkový integrál z dané funkce po uzavřené křivce C je roven nule

U je stavová funkce – závisí pouze na okamžitém stavu S (popsaném stavovými parametry p, T, V, n…) a je nezávislá na tom, jak se do tohoto stavu systém dostal

Práce a vnitřní energie plynu

Konvence

Zvětšení U	$\Delta U>0$
Zmenšení U	$\Delta U<0$
Práce vykonaná ve prospěch plynu –stlačení vnějšími silami	$\Delta W<0$
Práce vykonaná plynem -rozpínání	$\Delta W>0$
Dodání tepla plynu	$\Delta Q>0$
odebrání tepla	$\Delta Q<0$



$$\Delta W = \iiint_{V_1}^{V_2} p dV$$

Termodynamické postuláty

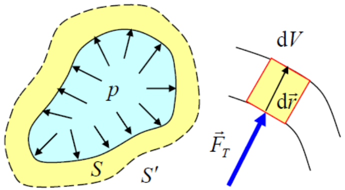
První postulát (equilibrium theorem) : Izolovaná soustava vždy dosáhne rovnovážného stavu a nikdy jej spontánně neopustí.

Druhý postulát (temperature): Každý rovnovážný stav je zcela určen souborem vnějších proměnných (objem, tlak, magnetické pole, atd.) a jednou vnitřní proměnnou - teplotou.

Je-li soustava mimo rovnováhu, je třeba k jejímu popisu nejméně jeden další vnitřní parametr.

Rovnovážný děj je takový, že probíhá tak, že je soustava stále v rovnováze.

$$\Delta U=\Delta Q-\Delta W$$
$$\Delta Q=\Delta U+\Delta W$$



$$\vec{F}_t = pd\vec{S} = p\vec{n}dS$$

$$dW' = \vec{F}_t d\vec{r} = pdSdr = pdV$$

$$dV > 0 \longrightarrow W' > 0$$

$$dV < 0 \longrightarrow W' < 0$$

První věta termodynamická

Představuje ve fyzice formulaci zákona zachování energie. Podle tohoto zákona je celková energie izolované soustavy stálá. Energie v izolované soustavě nemůže samovolně vznikat ani zanikat. Druh energie se však může měnit, např. mechanická energie může přecházet na teplo.

1. Věta termodynamická
Přírůstek vnitřní energie soustavy se rovná součtu práce *W* vykonané okolními tělesy působícími na soustavu silami a tepla *Q* odevzdaného okolními tělesy soustavě.

$$dU = \delta Q - \delta W$$

$$\delta Q = dU + p\,dV$$

1. Věta termodynamická
Teplo Q dodané soustavě se spotřebuje na přírůstek vnitřní energie a na vykonání práce A´,W , proti vnějším silám

Perpetum mobile prvního druhu

Práci nelze konat bez změny energie a bez tepelné výměny s okolím

Izolovaná soustava

$$Q = 0, W = 0 \Rightarrow \Delta U = 0$$

Kruhový děj

$$\Delta U = 0 \Rightarrow Q = W$$

Termodynamika

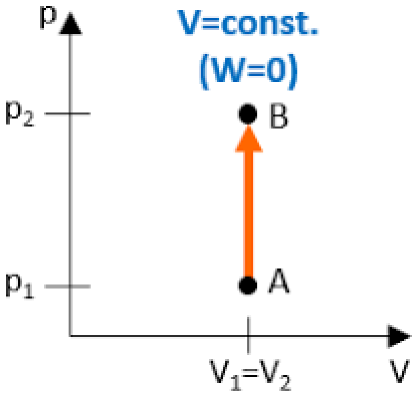
Izochorický děj – V = konst. ⟹ dV =0 ⟹ W = 0

Bilance energie: $\delta Q = dU + pdV = dU$

$C_V = \dfrac{1}{n}\left(\dfrac{\delta Q}{dT}\right)_V$ Molární tepelná kapacita při konstantním objemu

$\delta Q = dU = nC_V dT$ **W=0**

$\dfrac{p}{T} = konst$ Charlesův zákon



$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} nC_V dT = nC_V(T_2 - T_1)$$

Teplo přijaté ideálním plynem se rovná přírůstku jeho vnitřní energie

U nelze v TD stanovit absolutně, pouze rozdíl ***ΔU***
Pojem tepla a práce má přesný smysl jen pro systémy v rovnováze

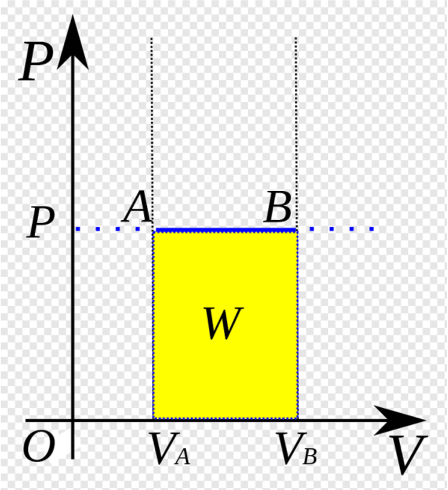
1 termodynamický zákon $\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV$

Termodynamika

Izobarický děj – p = konst. $\Rightarrow$ **dp =0**

$$\boxed{\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV}$$

$$\frac{d(pV)}{dT} = nR \qquad \cancel{dpV} + pdV = nRdT \Leftarrow pV = nRT \Rightarrow \boxed{\frac{V}{T} = konst \quad \text{Gay-Lussacův zákon}}$$



Bilance energie:

$$\delta Q = nC_V dT + pdV = nC_V dT + nRdT = n(C_V + R)dT = nC_p dT$$

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} nC_p dT = nC_p(T_2 - T_1)$$

$$W = \int_{V_1}^{V_2} pdV = p(V_2 - V_1)$$

$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} nC_V dT = nC_V(T_2 - T_1)$$

$C_p = C_V + R$ $\Rightarrow$ Mayerův vztah

Teplo přijaté ideálním plynem se rovná součtu přírůstků jeho vnitřní energie a práce kterou plyn vykonal

$$C_p = \frac{1}{n}\left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_p$$ Molární tepelná kapacita při konstantním tlaku

Dodáme-li soustavě při izobarickém ději stejné množství tepla jako při ději izochorickém, bude přírůstek teploty plynu při izobarickém ději menší než při izochorickém ději.

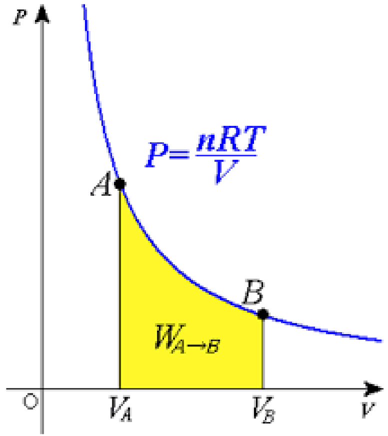
Termodynamika

$$\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV$$

$$pV = nRT$$

$pV = konst.$ Boyleův-Mariottův zákon

Izotermický děj – **T = konst.** ⟹ **dT =0** ⟹ **dU =0**



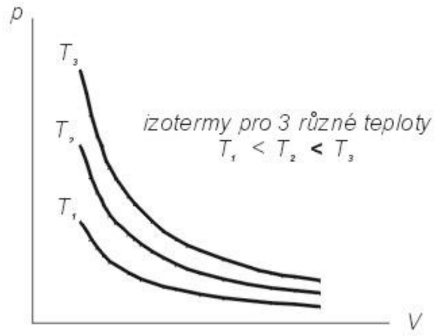
$$\delta Q = dU + pdV = pdV = \delta W$$

$$Q = W = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{nRT}{V} dV = nRT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

$$W = nRT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = nRT(lnV_2 - lnV_1)$$

$$W = nRT ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izotermická expanze: $V_2 > V_1 \rightarrow W > 0$
Izotermická komprese: $V_2 < V_1 \rightarrow W < 0$



Izotermický a adiabatický děj jsou prakticky dva protichůdné děje – při izotermickém ději okolí, rezervoár o určité teplotě, perfektně předává či odebírá teplo systému, takže stabilizuje jeho teplotu, kdežto u adiabatického děje se teplo nepřenáší vůbec. Často se jako adiabatické děje ve fyzice označují ty rychlé děje, během nichž systém nestačí zareagovat odebráním či předáním tepla okolí.

Termodynamika

$$\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV$$

$$pV = nRT$$

$pV^{\kappa} = konst.$ Poissonův zákon

Adiabatický děj – $\delta Q = 0$ → **Nedochází k výměně tepla s okolím**

$$\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV = 0$$

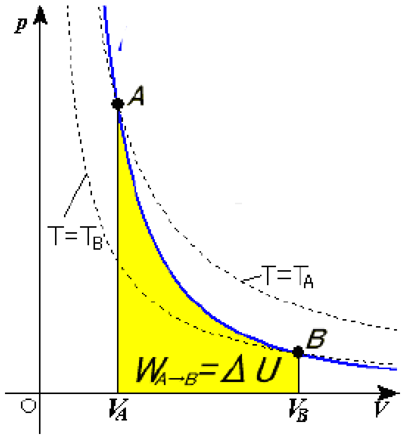
$$nC_V dT + \frac{nRT}{V} dV = 0$$

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_V} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

$$ln\frac{T_2}{T_1} = -\frac{R}{C_V} ln\frac{V_2}{V_1}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\frac{R}{C_V}} \qquad \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\frac{R}{C_V}}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\frac{R}{C_V}+1} \qquad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\frac{R+C_V}{C_V}}$$



$$p_1 V_1^{\kappa} = p_2 V_2^{\kappa} \qquad \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

$$TV^{\kappa-1} = konst.$$

Adiabatická expanze: $V_2 > V_1 \rightarrow T_2 < T_1$
Adiabatická komprese: $V_2 < V_1 \rightarrow T_2 > T_1$

$C_p = C_V + R$

$\kappa = \frac{C_p}{C_V}$ Poissonova konstanta

$$p_1 V_1^{\frac{C_p}{C_V}} = p_2 V_2^{\frac{C_p}{C_V}}$$

$$\boxed{pV^{\kappa} = konst.}$$

Termodynamika

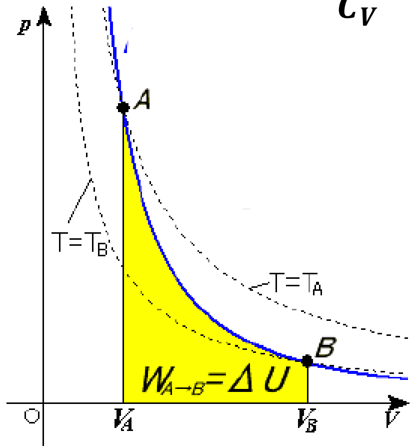
$$\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV$$

$$pV = nRT$$

$$pV^{\kappa} = konst.$$ Poissonův zákon

Adiabatický děj – $\delta Q = 0$ → **Nedochází k výměně tepla s okolím**

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V}$$ Poissonova konstanta



$$\delta W = -dU = -nC_V dT$$

$$W = -\int_{T_1}^{T_2} nC_V dT = nC_V(T_1 - T_2)$$

$$U = \frac{i}{2} nRT$$

$$C_V = \frac{1}{n}\frac{dU}{dT}$$

$$C_V = \frac{i}{2} R$$

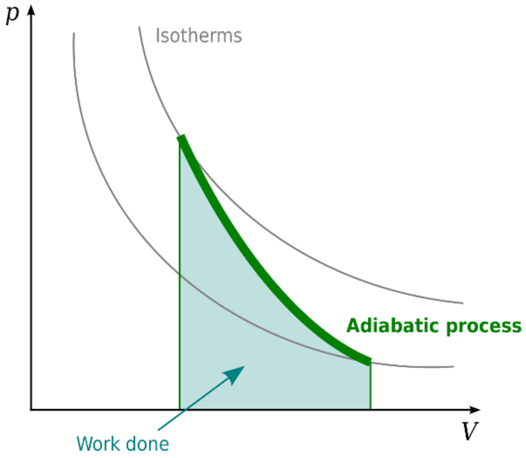
$$C_p = C_V + R = \left(\frac{i}{2} + 1\right) R$$

$$\kappa = \frac{i+2}{i}$$

$$\kappa = \frac{3+2}{3} = \frac{5}{3}$$ Jedno

$$\kappa = \frac{5+2}{5} = \frac{7}{5}$$ Dvou

$$\kappa = \frac{6+2}{6} = \frac{4}{3}$$ Více atomové molekuly



Autor: User:Stannered – Image:Adiabatic.png, CC BY-SA 3.0, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=1721940

Termodynamika

$$\delta Q = dU + pdV = nC_V dT + pdV$$

$$pV = nRT$$

$$pV^{\gamma} = konst.$$

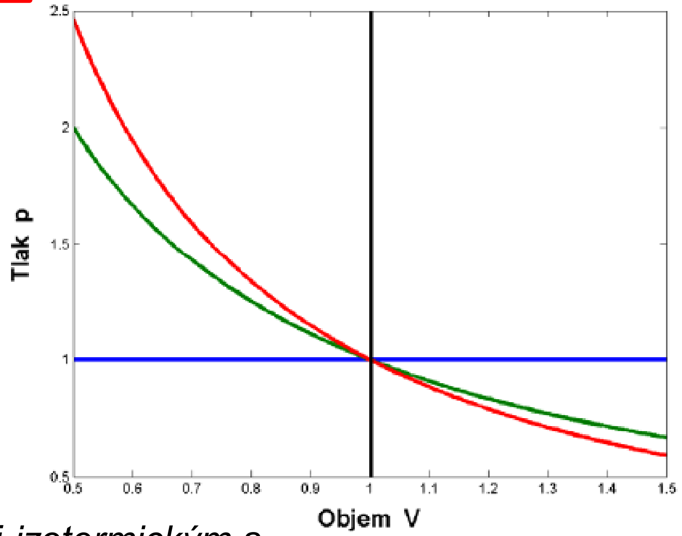
Polytropický děj - *Termodynamický proces, který více odpovídá reálným dějům, než klasické jednoduché procesy jako např. děj izotermický nebo adiabatický. Lze jej definovat tak, že tepelná kapacita (uzavřené) soustavy C je při něm konstantní.*

$$pV^{\gamma} = konst. \qquad \gamma = \frac{C_p - C}{C_V - C} \in (1, \kappa)$$ *polytropický koeficient*

Tepelná kapacita C charakterizuje teplený kontakt plynu s okolím

Speciální případy

Izobarický děj	$\gamma = 0$	$p = konst$
Izotermický děj	$\gamma = 1$	$pV = konst$
Adiabatický děj	$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$	$pV^{\kappa} = konst$
Izochorický děj	$\gamma \to \infty$	$V = konst$



Při polytropickém ději se část tepla přenáší, jedná se tedy o děj mezi izotermickým a adiabatickým. Obecně se mění všechny stavové veličiny.

Tepelné stroje

1. Termodynamický zákon neříká, zda je možné veškeré dodané teplo využít na konání práce (pouze při izotermické ději s ideálním plynem)

Pro trvalé konání práce je nutno provést **cyklický (kruhový děj)**

Plyn (pracovní látka) prochází různými stavy, přičemž se vrací zpět do počátečního stavu

aby získaná práce byla nenulová **je nutné plyn stlačovat při teplotě nižší než je teplota při expanzi (T1>T2)**

Na vykonání práce se spotřebuje pouze část dodaného tepla, část tepla se musí odevzdat chladnějšímu tělesu

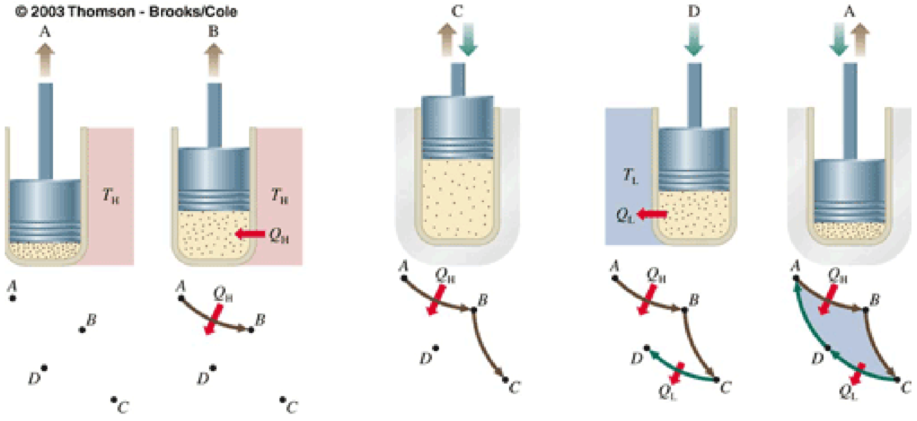
Nelze zkonstruovat teplený stroj, který by odebíral teplo a izotermicky ho měnil na práci.

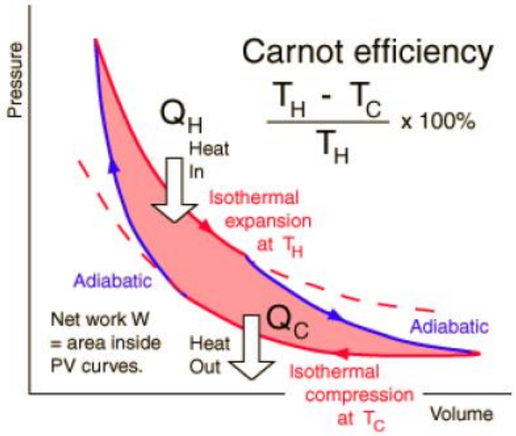
Tepelná účinnost

$$\eta = \frac{W}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \qquad \eta < 1$$

Tepelné stroje

Carnotův kruhový ideální děj – ideální tepelný stroj s teoretickou maximální účinností pro dané teploty chladiče a ohřívače





1.Izotermická expanze - z počátečního stavu plynu, který je dántlakem *p1*,objemem *V1* a teplotou *T1* se plyn izotermicky rozpíná. Teplo *Q1* se spotřebovává na práci *W1*.

2.Adiabatická expanze -nedochází k výměně tepla s okolím. Snížením vnitřní energie dojde také k poklesu teploty plynu na *T2*

3.Izotermická komprese - okolí vykonává na plynu práci, která se odevzdává okolí ve formě tepla *Q2*. Na konci této fáze cyklu je stav plynu popsán stavovými veličinami *p4*, *V4* a *T2.*

4.Adiabatická komprese -stlačujeme plyn, nedochází k výměně tepla s okolím.

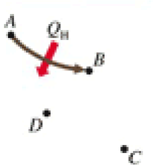
Protože se jedná o uzavřený cyklus, je na konci této fáze cyklu stav plynu určen stavovými veličinami-tlakem *p1* , objemem*V1* a teplotou *T1*.

http://galileoandeinstein.phys.virginia.edu/more_stuff/Applets/carnot_cycle/carnot_cycle.html

Tepelné stroje

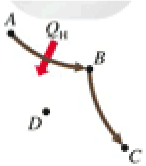
Carnotův kruhový ideální děj – Energetická bilance

1.Izotermická expanze
Při tomto rozpínání plyn vykoná práci na úkor dodaného tepla. Teploje dodáno z okolí (tzv.ohřívač).



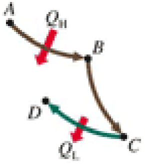
$$Q_1 = W_1 = nRT_1 ln\frac{V_2}{V_1} \qquad T_1 = konst.$$

2. Adiabatická expanze
nedochází k výměně tepla s okolím. Práce, kterou plyn vykoná v této fázi cyklu jde na úkor vnitřní energie. Snížením vnitřní energie dojde také k poklesu teploty plynu.



$$W_2 = nC_V(T_1 - T_2) \qquad Q = 0$$

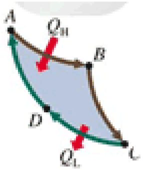
3. Izotermickém komprese
vykonáváme na plynu práci, která se odevzdává okolí ve formě tepla. Dodaná práce je rovna uvolněnému teplu



$$W_3 = nRT_2 ln\frac{V_4}{V_3} \qquad T_2 = konst.$$

$$Q_2 = -W_3 > 0$$

4. Adiabatická komprese
Při adiabatické kompresi stlačujeme plyn, který je dokonale tepelně izolován. Nedochází tedy k výměně tepla s okolím. Práce, kterou dodáme plynu, je spotřebována na zvýšení vnitřní energie plynu.



$$W_4 = nC_V(T_2 - T_1) \qquad Q = 0$$

Tepelné stroje

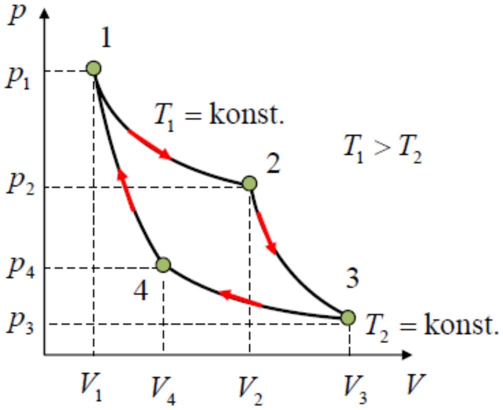
Carnotův kruhový ideální děj – Energetická bilance – celková bilance

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4$$

Při adiabatické expanzi se vykoná stejná práce, jako se spotřebuje při adiabatické kompresi (změna teploty z T1 na T2 a naopak)

$$W_2 = nC_V(T_1 - T_2) \qquad W_4 = nC_V(T_2 - T_1) \quad \Rightarrow \quad W_4 = -W_2$$

Výsledné práce je potom dána pouze součtem prací při izotermických dějích



$$W = W_1 + W_3 \qquad W = nRT_1 ln\frac{V_2}{V_1} + nRT_2 ln\frac{V_4}{V_3}$$

$$\boldsymbol{\eta = \frac{W}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = \frac{T_1 - T_2}{T_2} < 1}$$

Tepelný stroj je tím dokonalejší, čím bude menší rozdíl od účinnosti Carnotova cyklu

Tepelné stroje

Obrácený Carnotův kruhový ideální děj:

Obrácením směru Carnotova cyklu získáme ideální stroj, který pomocí dodávané mechanické práce W Odvádí teplo Q2 z chladiče o teplotě T2 a předává teplo Q1 zásobníku o teplotě T1

$$Q_2 + W = Q_1$$

$\downarrow$

Mechanická práce potřebná na kompresi látky

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{W} = \frac{\boldsymbol{T_2}}{\boldsymbol{T_1 - T_2}}$$ Účinnost chlazení

$$\xi = \frac{Q_1}{W} = \frac{\boldsymbol{T_1}}{\boldsymbol{T_1 - T_2}} > \mathbf{1}$$ Účinnost vytápění

Kompresorová chladnička -okruh schladivem (kapalina s teplotou varu, která se mění s tlakem v rozsahu několika desítek stupňů kolem 0°C) a kompresor. Kompresor vtlačuje chladivo vplynném stavu do výměníku (kondenzátoru), který je tvořen dlouhou tlustostěnnou kovovou trubicí (černá mřížka na zadní straně ledničky). Ve výměníku se plyn ochladí a změní na kapalinu (kondenzace) . Přebytečné teplo odevzdává kapalina okolí. Pak se kapalina dostává do výparníku, který má ve svých stěnách trubici s větším průřezem než byl ve výměníku. V tomto prostoru se pro kapalinu prudce sníží tlak, tím i teplota varu, a kapalina se začne vypařovat. Potřebné skupenské teplo odebírá z vnitřku ledničky. Pak je plyn přiváděn zpět ke kompresoru a cyklus se opakuje.

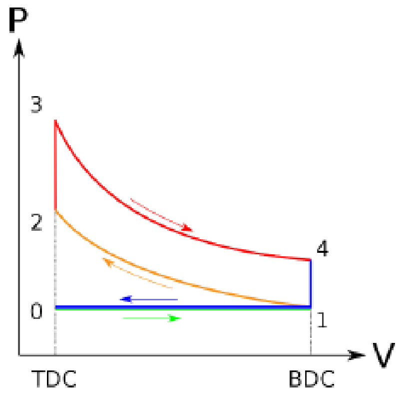
Tepelné stroje

Tepelné čerpadlo:

z okolí se odebírá teplo, které se potom odevzdává do vytápěné části
Chladivo v plynném stavu je stlačeno kompresorem a poté vpuštěno do kondenzátoru. Zde odevzdá své skupenské teplo. Zkondenzované chladivo projde expanzní tryskou do výparníku, kde skupenské teplo (při nižším tlaku a teplotě) přijme a odpaří se. Poté opět pokračuje do kompresoru a cyklus se opakuje.

Zážehový motor(čtyřdobý):

Sání0-1 – píst se pohybuje směrem do dolní úvrati, přes sací ventil je nasávána pohonná směs. (Při přímém vstřikování se nasává pouze vzduch a benzin se vstříkne tryskou umístěnou v hlavě válce.)
Stlačení (komprese)1-2 – píst se pohybuje směrem do horní úvrati. Oba ventily jsou uzavřené. Nasátá směs zmenšuje svůj objem, zvětšuje tlak. Těsně před horní úvratí se směs zapálí elektrickou jiskrou zapalovací svíčky.
Zážeh (expanze) – oba ventily jsou uzavřené. Směs paliva a vzduchu zapálená elektrickou jiskrou shoří. V pracovním prostoru válce se prudce zvýší teplota i tlak vzniklých plynů 2-3. Ty expandují a během pohybu pístu směrem dolů konají práci 3-4.
Výfuk – v dolní úvrati se 4-1 se odvede teplo chlazením, prudce klesne teplota. Potom se píst pohybuje směrem do HÚ. Výfukový ventil se otevře v bodě 1. Spaliny z pracovního prostoru válce jsou vytlačovány do výfukového potrubí 1-0 (za tlaku okolí).



Dieselův cyklus

adiabatická komprese (4-1)
izobarické hoření (1-2)
adiabatická expanze (2-3)
izochorická expanze (3-4)

Ottův cyklus

adiabatická komprese (4-1)
izochorické hoření (1-2)
adiabatická expanze (2-3)
izochorická expanze (3-4)

Wankelův motor

Tryskový motor

Termodynamika

Druhá věta termodynamická předpoklady:

Zákon zachování energie (1. věta termodynamiky) platí, ale to neznamená, že je možné provádět bez omezení konverzi třeba tepelné energie na mechanickou práci.

Zcela zvláštní postavení má tepelná energie, je degradovanou formou energie a nelze ji (ani v ideálním případě) 100% převést v práci.

Když však provádíme konverzi (přeměnu) jakékoli energie na tepelnou, lze to provést beze zbytku.

Při každé konverzi jistá část tepla zůstává nevyužita a rozptyluje se do okolí. Stačí si všimnout, že při reálných dějích se pokaždé hmota zahřívá a teplo bez užitku uniká.

Musíme popsat skutečnost, že některé děje probíhají pouze jedním směrem, ne opačným

Termodynamika

Druhá věta termodynamická formulace:

Thomson (lord Kelvin): Není možné získat periodicky práci na útraty tepla odebíraného tělesu, které má stejnou teplotu. Není možné veškeré teplo přeměnit na práci

Plank: Perpetuum mobile druhého druhu: Nelze sestrojit periodicky pracující stroj, který by pouze ochlazoval lázeň a konal rovnocennou práci

Clausius: teplo nemůže samovolně přejít z tělesa studenějšího na těleso teplejší