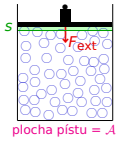
Objemová práce

Práce **vnější** síly:

$$W = s \cdot F_{\text{ext}} = \frac{F_{\text{ext}}}{\mathcal{A}} \cdot s\mathcal{A} = p_{\text{ext}} \cdot (-\Delta V)$$

kde s = dráha a F_{ext} = vnější síla



plocha pístu = $\mathcal{A}$

- tlak je **vnější** = p_{ext}
- pro systém v rovnováze je $p = p_{\text{ext}}$ a lze použít stavovou rovnici
- angl. *pressure–volume work*

V diferenciálním tvaru (symbol đ naznačuje, že W není termodynamická funkce):

$$đW = -p_{\text{ext}} dV$$

V integrálním tvaru

$$W = -\int_{V_1}^{V_2} p_{\text{ext}} dV$$

Pozor na záporné znaménko (práce vykonaná systémem je záporná). Existuje i opačná konvence.

Podobně **elektrická práce** $đW = -\Delta\phi dq$, kde $\Delta\phi$ = napětí a dq = přenesený náboj

Objemová práce – příklady

Obecně nevratný izobarický děj – práce proti konstantnímu vnějšímu tlaku:

$$W = -\int_{V_1}^{V_2} p_{\text{ext}} dV = -p_{\text{ext}}(V_2 - V_1)$$

Izobarický vratný děj (p v souladu se stavovou rovnicí):

$$W = -p(V_2 - V_1)$$

Izochorický děj:

$$dV = 0 \quad \Rightarrow \quad W = 0$$

Izotermický vratný děj – ideální plyn:

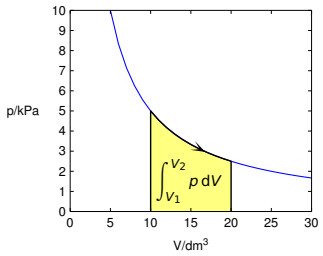
$$W = -\int_{V_1}^{V_2} p dV = -\int_{V_1}^{V_2} \frac{nRT}{V} dV = -\Big[nRT \ln V\Big]_{V_1}^{V_2} = -nRT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$

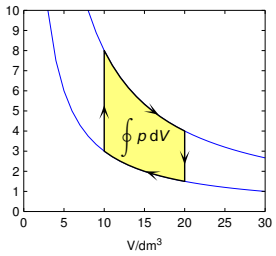
Izotermický vratný děj – vdW rovnice ($W_{\text{m}} = W/n$)

$$W_{\text{m}} = -\int_{V_{\text{m},1}}^{V_{\text{m},2}} \left(\frac{RT}{V_{\text{m}} - b} - \frac{a}{V_{\text{m}}^2}\right) dV_{\text{m}} = -\left[RT \ln\left(\frac{V_{\text{m},2} - b}{V_{\text{m},1} - b}\right) + \frac{a}{V_{\text{m},2}} - \frac{a}{V_{\text{m},1}}\right]$$

Objemová práce graficky

plocha = integrál = $-W$





- zde máme jednotky $\text{dm}^3 \times \text{kPa} = \text{J}$
- integrály jsou kladné
- $W < 0$ (systém koná práci)

plocha graf vlevo:
lichoběžník: $(20-10) \times (5+2.5)/2 = 37.50$
Simpson: $(20-10) \times (5 + 4 \times 3.33 + 2.5)/6 = 34.72$
přesně: 34.66
$W = -34.7\,\text{J}$

První zákon termodynamiky (první věta thermodynamická)

je vyjádřením **zákona zachování energie**.

Práce W a teplo Q jsou různé formy energie.

Pro uzavřený systém (nevyměňuje hmotu):

Existuje stavová funkce nazývaná vnitřní energie, jež si „pamatuje“ veškerou energii (teplo, práci), kterou systém s okolím vymění.

fluidní (kalorická) teorie tepla
Benjamin Thompson 1797 (vrtání dělových hlavní)
Julius Robert von Mayer 1842
James Prescott Joule 1843 (mechanický ekvivalent tepla)

Integrovaný tvar: $\Delta U = Q + W$

Δ = rozdíl koncový stav (2) − počáteční stav (1)

Diferenciální tvar: $dU = đQ + đW$

Důsledky:

- $\Delta U = Q$ ([V], nekoná se jiná práce než objemová)
- U je prvním zákonem určeno až na aditivní konstantu
- Pokud $đW$ = infinitezimální objemová práce:

$$dU = đQ - p_{\text{ext}} dV \overset{\text{vratně}}{=} đQ - p dV$$

Jednoatomový ideální plyn:

$$U = \frac{3N}{2} k_{\text{B}} T = \frac{3n}{2} RT$$

Jednotky energie

Základní jednotka SI: $\text{J} = \text{Ws} = \text{kg}\,\text{m}^2\,\text{s}^{-2}$

- $1\,\text{cal}_{\text{th}} = 4.184\,\text{J}$ (termochemická kalorie, chemie, chem. fyzika)
- $1\,\text{cal}_{\text{it}} = 4.1868\,\text{J}$ (starší „mezinárodní“ nebo IAPWS kalorie, fyzika, technika)
  $1\,\text{kcal}_{\text{it}} = 1.163\,\text{Wh}$
- $1\,\text{cal}_{\text{IUNS}} = 4.182\,\text{J}$ (potraviny)
- $1\,\text{eV} = 1.6022 \times 10^{-19}\,\text{J}$ = energie, kterou získá elementární náboj po průchodu potenciálovým rozdílem (napětím) 1 V
- $1\,\text{K}k_{\text{B}}$ (nepřesně 1 K) $= 1.380649 \times 10^{-23}\,\text{J}$
- 1 kg TNT = 1 Mcal (it nebo th)

Energie na částici se často zaměňuje s molární energií: „$1\,\text{mol} \equiv 6.02214076 \times 10^{23}$“

Příklad. Ionizační potenciál (energie) atomu sodíku je $E_{\text{I}} = 5.14\,\text{eV}$. Kolik je to v jednotkách kJ/mol?

$$E_{\text{I}} = 5.14\,\text{eV} = 5.14 \cdot 1.6022 \times 10^{-19}\,\text{J}$$

Faradayova konstanta $F = 96485.332\,\text{C}\,\text{mol}^{-1}$

$$\text{„=“}\ E_{\text{I}} \cdot N_{\text{A}} = 5.14 \cdot 1.6022 \times 10^{-19}\,\text{J} \cdot 6.022 \times 10^{23}\,\text{mol}^{-1} = 5.14 \cdot 96485\,\text{J}\,\text{mol}^{-1} = 496\,\text{kJ}\,\text{mol}^{-1}$$

Entalpie

Úmluva: nebude-li jinak řečeno, budeme uvažovat jen objemovou práci

Definice:

1 intenzivní a 1 extenzivní veličina

$$H = U + pV$$

Důsledky:

$$dH = dU + d(pV) = đQ - p dV + p dV + V dp = đQ + V dp$$

$$\Delta H = Q \quad ([p], \text{jen vratná objemová práce})$$

Význam: nemusíme se starat o objemovou práci („zdvihání atmosféry“)

Vhodná pro: energetické změny za [p]

Cyklický děj:

$$\Delta U = 0, \qquad \Delta H = 0$$

Poznámky

Vnitřní energie je „přirozeně“ funkce objemu: $U = U(V)$, $dU = đQ - p dV$

Entalpie je „přirozeně“ funkce tlaku: $H = H(p)$, $dH = đQ + V dp$

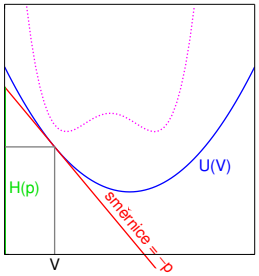
Podstatou přechodu $U \to H$ je **změna nezávisle proměnné** $V \to p$

- funkce U musí být konvexní (nebo konkávní), jinak $H(p)$ nebude funkce (bude mít několik hodnot pro stejné p)
- pak lze obdobně přejít zpět z $H(p) \to U(V)$

$$p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right) \qquad H = U + pV = U - \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right) V$$

$$V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right) \qquad U = H - pV = H - \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right) p$$

- nazývá se to Legendreova transformace



Tepelné kapacity

Tepelná kapacita je množství tepla potřebné k ohřátí systému (za daných podmínek) o jeden stupeň (ve smyslu derivace).

$$C_V = \lim_{\Delta T \to 0} \left(\frac{Q_{V=\text{const}}}{\Delta T}\right) = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$$

$$C_p = \lim_{\Delta T \to 0} \left(\frac{Q_{p=\text{const}}}{\Delta T}\right) = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p$$

Pokud limita neexistuje (nekonečná derivace, typicky za [p]), máme fázový přechod. Pojednáme později...

Molární veličiny:

$$U = nU_{\text{m}}, \quad H = nH_{\text{m}}, \quad C_V = nC_{V\text{m}}, \quad C_p = nC_{p\text{m}}$$

Specifické (měrné) veličiny:

$$U = mU_{\text{sp}}, \quad H = mH_{\text{sp}}, \quad C_V = mC_{V,\text{sp}}, \quad C_p = mC_{p,\text{sp}}$$

Objemové veličiny (hustoty; ϱ = „hustota hmotnosti“):

$$U = VU_{\text{vol}}, \quad H = VH_{\text{vol}}, \quad C_V = VC_{V,\text{vol}}, \quad C_p = VC_{p,\text{vol}}$$

Příklady

Příklad.
Měrná tepelná kapacita vody za konstantního tlaku je přibližně $1\,\text{cal}\,\text{K}^{-1}\,\text{g}^{-1}$. Kolik je její molární tepelná kapacita v jednotkách SI? ($1\,\text{cal} = 4.184\,\text{J}$)

$$C_{p\text{m}} = C_{p,\text{sp}} M = 4.184\,\text{J}\,\text{K}^{-1}\,\text{g}^{-1} \times 18.015\,\text{g}\,\text{mol}^{-1} = 75.4\,\text{J}\,\text{K}^{-1}\,\text{mol}^{-1}$$

Příklad.
Jaká je tepelná kapacita vody v bojleru se 100 litry vody? Jak dlouho se bude ohřívat z 15 na 60 °C výkonem 2 kW?

$$C_p = mC_{p,\text{sp}} = 100\,\text{kg} \times 4.184\,\text{kJ}\,\text{K}^{-1}\,\text{kg}^{-1} = 418\,\text{kJ}\,\text{K}^{-1}$$

$$Q = \Delta T C_p = (60\,°\text{C} - 15\,°\text{C}) \times 418\,\text{kJ}\,\text{K}^{-1} = 45\,\text{K} \times 418\,\text{kJ}\,\text{K}^{-1} = 18\,810\,\text{kJ}$$

$$t = \frac{Q}{P} = \frac{18\,810\,000\,\text{J}}{2000\,\text{W}} = 9405\,\text{s} = 2.6\,\text{h}$$

(tepelnou kapacitu bojleru jsme zanedbali)

Vnitřní energie a entalpie ideálního plynu

- 1. pol. 19. stol.: při expanzi do vakua se teplota zředěného plynu nemění (experiment Joule)
- 2. pol. 19. stol.: molekuly jsou daleko od sebe, takže neinteragují (teorie Boltzmann)

Vnitřní energie ideálního plynu nezávisí na objemu (tlaku)

$$U = U(T) \quad [\text{id. plyn}]$$

obecně: $U = U(T, V)$

Důsledek:

$$H = U + pV = U + nRT = U(T) + nRT = H(T)\ [\text{id. plyn}]$$

Entalpie i vnitřní energie ideálního plynu jsou pouze funkcí teploty

Uvidíme, že máme **úplný termodynamický popis** klasického jednoatomového ideálního plynu:

(termická) stavová rovnice: $p = \dfrac{nRT}{V}$ kalorická stavová rovnice (vnitřní energie): $U = \dfrac{3n}{2} RT$

Mayerův vztah

Ideální plyn:

$$C_{pm} = \left(\frac{\partial H_m}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial (U_m + pV_m)}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial (U_m + RT)}{\partial T}\right)_{p \text{ nebo } V} = \left(\frac{\partial U_m}{\partial T}\right)_V + \left(\frac{\partial RT}{\partial T}\right) = C_{Vm} + R$$

Příklad

Příklad: Kolik je $H_m - U_m$ pro **a)** vodík **b)** vodu při teplotě 25 °C a tlaku 100 kPa?

a) vodík:

$$\underline{H_m - U_m} = pV_m = RT = 8.314\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}} \times 298\,\mathrm{K} = \underline{2.48\,\mathrm{kJ\,mol^{-1}}}$$

b) voda:

$$V_m = M/\varrho = 0.018\,\mathrm{kg\,mol^{-1}}/1000\,\mathrm{kg\,m^{-3}} = 18 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^3\,mol^{-1}}$$

$$\underline{H_m - U_m} = pV_m = 10^5\,\mathrm{Pa} \times 18 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^3\,mol^{-1}} = \underline{1.8\,\mathrm{J\,mol^{-1}}}$$

Pro kondenzované fáze za běžných tlaků $H \approx U$

Ekvipartiční teorém

Pro jednoatomový ideální plyn jsme spočítali:

$$U \equiv E_{kin} = \frac{3n}{2}RT = \frac{3N}{2}k_BT$$

Výraz E_{kin} je složen z $f = 3N$ členů tvaru $\frac{1}{2}m_iv_{i,k}^2$, kde $k \in \{x, y, z\}$.
f = **počet mechanických stupňů volnosti**.
V průměru na každý stupeň volnosti připadá energie

$$\frac{E_{kin}}{f} = \frac{1}{2}k_BT$$

Tepelná kapacita v molárních jednotkách ($N = N_A$):

počet stupňů volnosti na molekulu

$$C_{Vm} = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial E_{kin}}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial f k_BT}{\partial T}\right)_V = \frac{3}{2}N_Ak_B = \frac{3}{2}R$$

Rozšíření:

- Lineární molekuly: + 2 rotace, $f_{molek.} = 5$, $C_{Vm} = \frac{5}{2}R$ (ale: vodík, CO_2)
- Malé nelineární molekuly: + 3 rotace, $f_{molek.} = 6$, $C_{Vm} = 3R$
- Vibrace klasicky: + 2 za každou (i za E_{pot}) – nepřesné!

Ekvipartiční teorém – příklad

[cd simul;shownmf.sh spce.nmf]

Vypočtěte C_{pm} pro dusík a vodní páru.

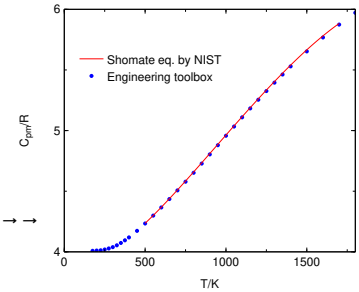
N_2: $C_{Vm} = \frac{5}{2}R$, $C_{pm} = C_{Vm} + R = 3.5R = 29.10\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$
H_2O: $C_{Vm} = \frac{6}{2}R$, $C_{pm} = C_{Vm} + R = 4R = 33.26\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$

Experiment: N_2 (300 K): $29.12\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$
H_2O (500 K): $35.22\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$

Pro vysoké teploty a harmonickou aproximaci:

- pro dusík přičíst $+R$ (jedna vibrace)
- pro vodu přičíst $+3R$

Izobarická molární tepelná kapacita vodní páry → → →

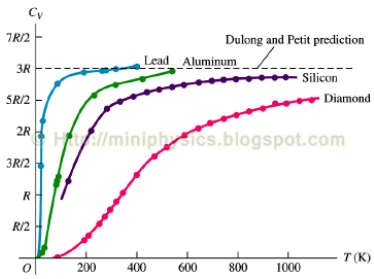


Pevné látky

klasická mechanika: $\frac{1}{2}R$ za každý kvadratický stupeň volnosti

- 3 za kinetickou energii
- 3 za potenciální energii harmonického oscilátoru

Dulong–Petit (1819): $C_{Vm} = 3R$



Výpočet tepla a práce

Izochorický děj [V]:

- $W_{obj} = 0 \Rightarrow \Delta U = U_2 - U_1 = Q$
- $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \Rightarrow \Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V \mathrm{d}T$

Izobarický vratný děj [p]:

- $W_{obj} = -p\Delta V \Rightarrow \Delta H = H_2 - H_1 = Q$
- $C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p \Rightarrow \Delta H = \int_{T_1}^{T_2} C_p \mathrm{d}T$ (pokud nepotkáme fázový přechod)

Izotermický vratný děj [T] pro ideální plyn: práce se koná na úkor dodaného tepla

- $U = U(T) \Rightarrow \Delta U = U(T, V_2) - U(T, V_1) = 0$
- $\Delta U = Q + W$, $W = -nRT\ln(V_2/V_1) \Rightarrow Q = nRT\ln(V_2/V_1)$

Adiabatický děj [ad.]: práce se koná na úkor vnitřní energie

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

Výpočet tepla a práce – příklad

Jeden mol dusíku o teplotě 300 K a tlaku 100 kPa přijal vratně za konstantního tlaku teplo 2.9 kJ. Vypočtěte

a) konečnou teplotu
b) objemovou práci
c) změnu vnitřní energie
d) změnu entalpie

$$Q = \Delta H = \int_{T_1}^{T_2} nC_{pm}\mathrm{d}T \overset{C_{pm}=\text{const}}{=} nC_{pm}\Delta T$$

Data: $C_{pm}(N_2) = 29\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}$

a) $\underline{T_2} = T_1 + \frac{Q}{nC_{pm}} = 300\,\mathrm{K} + \frac{2900\,\mathrm{J}}{1\,\mathrm{mol} \times 29\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}}} = \underline{400\,\mathrm{K}}$

b) $\underline{W} = -\int_{V_1}^{V_2} p\mathrm{d}V = -p(V_2 - V_1) = -nR(T_2 - T_1) = \underline{-831\,\mathrm{J}}$

c) $\underline{\Delta U} = Q + W = 2900\,\mathrm{J} - 831\,\mathrm{J} = \underline{2069\,\mathrm{J}}$

d) $\underline{\Delta H} = \Delta U + p\Delta V = \underline{2900\,\mathrm{J}} = Q$ (děj za konstantního tlaku)

Adiabatický vratný děj pro ideální plyn

Další předpoklady:

- tepelné kapacity nezávisejí na teplotě
- koná se jen objemová práce

$$\mathrm{d}U = đW + \underbrace{đQ}_{=0}$$

$$\mathrm{d}U = -p\mathrm{d}V$$

$$nC_{Vm}\mathrm{d}T = -\frac{nRT}{V}\mathrm{d}V$$

$$\frac{C_{Vm}}{R}\frac{\mathrm{d}T}{T} = -\frac{\mathrm{d}V}{V}$$

$$\frac{C_{Vm}}{R}\ln T = -\ln V + \text{const}$$

$$\ln T^{C_{Vm}/R} = -\ln V + \text{const}$$

$$T^{C_{Vm}/R}V = \text{const}$$

konstanty „const“ jsou obecně různé

Adiabatický vratný děj pro ideální plyn

Obvykle se tabeluje poměr tepelných kapacit (adiabatický index): $\kappa = \frac{C_{pm}}{C_{Vm}}$

Časté značení γ, angl. *adiabatic index, heat capacity ratio*[*]

$$\frac{C_{Vm}}{R} = \frac{1}{\kappa - 1}$$

$$T^{C_{Vm}/R}V = \text{const} \Rightarrow TV^{\kappa-1} = \text{const}$$

důkaz:

$$\frac{1}{\kappa - 1} = \frac{1}{\frac{C_{Vm}+R}{C_{Vm}} - 1} = \frac{1}{\frac{R}{C_{Vm}}}$$

Zároveň platí stavová rovnice ideálního plynu:

$$TV^{\kappa-1} = \frac{pV}{nR}V^{\kappa-1} \Rightarrow pV^{\kappa} = \text{const}$$

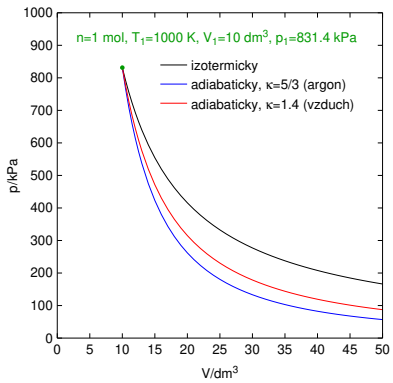
$$TV^{\kappa-1} = T\left(\frac{nRT}{p}\right)^{\kappa-1} \Rightarrow T^{\kappa}p^{1-\kappa} = \text{const}$$

[*] V německé a české literatuře se spojuje se jménem Poisson, který zavedl γ v souvislosti s rychlostí zvuku, neznal však vztah γ k tepelným kapacitám. Ten objevil Laplace, proto se někdy adiabatický index označuje i jako Laplaceův koeficient. Ve shodě s mezinárodními zvyklostmi i českým překladem Atkinsovy učebnice nebudu termíny Poissonova konstanta, Poissonovy rovnice používat.

Adiabaty a izotermy

Limitou adiabaty pro $C_{pm} \to \infty$ je izoterma.

- Izotermická expanze: dodávám teplo, aby teplota neklesala, a proto tlak v závislosti na objemu ubývá pomaleji než adiabaticky.
- Adiabatická expanze: plyn se ochlazuje (pneumatika, šlehačková bombička), protože koná práci. Tlak ubývá rychleji než izotermicky.

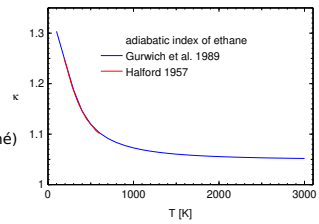


Adiabatický index z ekvipartičního teorému

- Jednoatomový plyn (vzácné plyny): $\kappa = \frac{\frac{3}{2}R+R}{\frac{3}{2}R} = \frac{5}{3} \doteq 1.667$
- Dvouatomový plyn: (N_2, O_2, vzduch) $\kappa = \frac{\frac{5}{2}R+R}{\frac{5}{2}R} = \frac{7}{5} = 1.400$
- Obecná molekula: (CH_4, NH_3, H_2O) $\kappa = \frac{\frac{6}{2}R+R}{\frac{6}{2}R} = \frac{4}{3} \doteq 1.333$

Nepřesné pro:

- H_2 za nižších teplot (rotace jsou kvantové)
- Vzácné plyny za velmi vysokých teplot (ionizace)
- Molekuly za vysokých teplot (vibrace jsou kvantované)
- Složitější molekuly (vibrace, vnitřní bráněné rotace)



Adiabatický děj – použití

- Zvuk se šíří adiabaticky. Rychlost zvuku v ideálním plynu:

$$v = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}}$$

Odvození pro zájemce: do obecného vztahu

$$v = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \varrho}\right)_{\text{ad.}}} = \sqrt{-\frac{V^2}{M}\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{\text{ad.}}}$$

dosadíme $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{\text{ad.}} = -\kappa\frac{p}{V} \Leftarrow \mathrm{d}(pV^\kappa)_{[\text{ad.}]} = V^\kappa \mathrm{d}p + p\kappa V^{\kappa-1}\mathrm{d}V = \mathrm{d}\,\mathrm{const} = 0$

Adiabatičnost může být někdy problém. Na Marsu se nižší frekvence šíří o něco pomaleji než vyšší.

- Adiabatický model atmosféry – pokles teploty s výškou:

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}h} = -\frac{\kappa-1}{\kappa}\frac{gM}{R} \overset{\substack{\text{suchý}\\ \text{vzduch}}}{=} -0.01\,\mathrm{K\,m^{-1}}$$

Odvození pro zájemce: ve vztahu pro hydrostatický tlak

$$\mathrm{d}p = -\varrho g\,\mathrm{d}h = -\frac{Mp}{RT}g\,\mathrm{d}h$$

převedeme $\mathrm{d}p$ vlevo na $\mathrm{d}T$ pomocí diferencování rovnice $T^\kappa p^{1-\kappa} = \mathrm{const}$

- Kompresory, spalovací motory, zkapalňování plynů...

Adiabatický děj – příklad I

Jeden mol argonu o teplotě 300 K a tlaku 1 bar byl vratně adiabaticky stlačen na desetinu objemu. Vypočtěte **a)** koncový tlak, **b)** koncovou teplotu, **c)** objemovou práci potřebnou ke stlačení a **d)** práci dodanou kompresoru, který pracuje bez ztrát za atmosférického tlaku 1 bar.

$$\kappa = \frac{\frac{3}{2}R + R}{\frac{3}{2}R} = \frac{5}{3} \doteq 1.667$$

a) $p_1V_1^\kappa = p_2V_2^\kappa \;\Rightarrow\; \underline{p_2} = p_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\kappa = 100\,\mathrm{kPa}\left(\frac{1}{0.1}\right)^{5/3} = \underline{4642\,\mathrm{kPa}}$

b) $T_1V_1^{\kappa-1} = T_2V_2^{\kappa-1} \;\Rightarrow\; \underline{T_2} = T_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\kappa-1} = 300\,\mathrm{K}\left(\frac{1}{0.1}\right)^{2/3} = \underline{1392\,\mathrm{K}}$

c) $\underline{W_{\text{obj}}} = \Delta U = nC_{V\text{m}}(T_2 - T_1)$

$= 1\,\mathrm{mol} \times \frac{3}{2}R \times (1392\,\mathrm{K} - 300\,\mathrm{K}) = 13\,625\,\mathrm{J} \doteq \underline{13.6\,\mathrm{kJ}}$

Adiabatický děj – příklad II

d) pomáhá nám atmosféra ⇒ odečteme $W_{\text{atm}} = -p_{\text{atm}}\Delta V$

$$V_1 = \frac{nRT_1}{p} = \frac{1\,\mathrm{mol} \times 8.314\,\mathrm{J\,K^{-1}\,mol^{-1}} \times 300\,\mathrm{K}}{100\,000\,\mathrm{Pa}} = 0.02494\,\mathrm{m^3}$$

$$\Delta V = V_2 - V_1 = \frac{V_1}{10} - V_1 = -0.9 \times V_1$$

$$W_{\text{atm}} = -p_{\text{atm}}\Delta V = 100\,000\,\mathrm{Pa} \times (-0.9) \times 0.02494\,\mathrm{m^3} = 2245\,\mathrm{J}$$

$$\underline{W_{\text{kompresor}}} = W_{\text{obj}} - W_{\text{atm}} = 13625\,\mathrm{J} - 2245\,\mathrm{J} = 11\,380 \doteq \underline{11.4\,\mathrm{kJ}}$$