

# 1. fejlesztés

Egyenállapot: a legtöbb microvillapontú működő állapot. Ekkor makronlospilusban statikálisan a hüvelyk jellemzői ( $T, V, p, n, S, \mu, E, H$ ) állandók.

Extensív mennyiségek: minden önmagában felirható ( $V, n, S, E$ ), intenzív, amelyekre nem ( $p, S, \mu, H$ ).

Hőmérséklet: hőmérsékletból függetlenül kis, melynek mértéket az anyagi jellemzők hőmérséklet - függvénye alapján határozzuk meg.  $100^\circ\text{C} := T_{\text{virfor}} - T_{\text{virolv}}$  normal nyomáson ( $101,3 \text{ kPa}$ ), és  $T_{\text{virolv}} := 0^\circ\text{C}$ .

Ideális gáz kannálva hőmérséklet-mérőre azt kapjuk, hogy  $\exists T_{\text{min}}$  hogy  $n(T_{\text{min}}) = 0$ .  
Hid. gárra ill. extrapolációval  $T_{\text{gárra}}$ .  $100\text{K} := T_{\text{virfor}} - T_{\text{virolv}}$  és  $0\text{K} := T_{\text{min}}$ .

Ekkor  $0^\circ\text{C} \approx 273,15\text{ K}$

Mérői módszerek: hőtágulás, elektromos ellenállás, nyomás, hőugrás, termofenültség  
hőmérséklet-függő mennyiségek, ezen értékeket függvényen viszgáljuk.

Hőtágulás: minden anyagokban a rác. pontukon lévő atomok, molekulák nagyobb  
rejtélye, folyadékholnál a nagyobb, gyorsabb gördülések, gázolnál a nagyobb  
réhességi mozgás olvra. Adott  $\Delta T$ -nél ált. a gázra a legragyobbság hőtágulási-  
 $\beta$  térfogati hőtágulási egysége:  $V' = V_0 (1 + \beta \Delta T)$ .  $\beta = f(T)$  de adott  $T$ -re  
já hőelélténel változik.

Ideális gáz: benne a mindenekkel melelő elhanyagolható a fóvalrágulás leírás.  
valamint a mindenekkel között fellegyűlik a hőterhelésben a többi hőelélténel leírás.

$\exists \text{egy } n = f(V, T, \mu)$  függvény  $\Rightarrow \exists \text{egy } f_r(n, V, T, \mu) = 0$  függvény is, előbbi neve  
állandófüggvény, utóbbit termikus állapotfüggvényt. Ez id. gárra  $\mu T - nRT = 0$ , ahol  
R egy állandó.  $\frac{nV}{n} := u$ , egy R meghatározható  $u(T)$  függvényből.

## Folyamatok ideális gázok:

az roh folyamatot végezettségi állapot, ahol van néhány szerelés:

- izotermikus: ha  $T_1 = T_2$  . Ekkor  $p_1 V_1 = p_2 V_2$  . Ennek neve Boyle-Mariotte törvény.
- izobarikus: ha  $p_1 = p_2$  . Ekkor:  $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$  . Ennek neve Gay-Lussac I törvénye.
- izochorikus: ha  $V_1 = V_2$  . Ekkor  $p_1/T_1 = p_2/T_2$  . Ennek neve Gay-Lussac II törvénye.
- adiabatikus: minden másik hőmérséklet (ment jól hőátadási) arányban, vagy mint minden idő a hőátadáma). Ekkor  $p_1 V_1^\kappa = p_2 V_2^\kappa$

## 2. fejezet

Ideális gázhoz a következők hozzának:

- az atomok v. molekulák ellenére a távolságukban lejt (potenciál)
- az interakció legyen  $10^{-9}$  legálóból
- a gyűrűszerű rugalmassági üthörnek  $\Rightarrow$  rövidtávú kölcsönhatások
- kifügghet a rendelkezési kör állapot (egyenletesen)

Hőkapacitás:  $\Delta E_b \approx \Delta T$   $\frac{\Delta E_b}{\Delta T} := C$  C hőkapacitás, lehet  $C_p$  minden valamennyiséghez.

Folyamatba mérni:

$$\text{Ideális gázra } C_p = \frac{f}{2} R_n \text{ és } C_v = \frac{f+2}{2} R_n$$

Fajho:  $\frac{C}{m} = \frac{C}{M \cdot n} := c$  fajho. Ideális gázra  $C_v = \frac{f}{2} \frac{R}{M}$  ill.  $C_p = \frac{f+2}{2} \frac{R}{M}$ .

Ehvízantikus tényező: az egyszerűbb felvételre jutó energiaátvitel a konzervál.

Konstans gáz: figyelmeztetni, hogy nem pontneműleg a nércsak a valamint van

fávalba hatás következik. Állapotegyenletük:  $(p + \frac{n^2 a}{V^2})(V - nb) - nRT = 0$

Mérhető mennyiségek:

$$\alpha = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \text{ hőfoglalati együttható}$$

$$C_V = \frac{T}{n} \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_V \quad C_p = \frac{T}{n} \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_P \text{ fajho}$$

$$K_s = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial n} \right)_T \quad K_T = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \text{ kompressibilitás}$$

$$\gamma = \frac{1}{n} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_V \text{ fenültség együttható.}$$

Ezek között a bármás működésben

Maxwell-relációk biztosítatják a Maxwell-féle rendszerrelábilis adódási hozzájárulást, hogy  $\epsilon = \frac{3}{2} k_B T$ .

  
 a tölgysorán néve  $\frac{N}{3}$  nércsak  
 minden x irányban, felé ar A  
 $\frac{x^2}{3} \times$  oldal felé. dt idő alatt a  
 dt-v térfogat hozzájárul nércsak  
 üthörnek ar oldalba, vagyis  $\frac{N}{3} \cdot \frac{1}{2} \frac{dt \epsilon}{V} \cdot A$   
 nércsak üthörök dt idő alatt, egységes  
 zmv impulzus változásai.

$$p = \frac{F}{A} = \frac{I}{dt} \cdot \frac{1}{A} = \frac{N}{3 \cdot 2 \cdot V} \frac{dt \epsilon A}{dt A} = \frac{N}{3} \frac{mv^2}{V}$$

$$\text{ebból } \mu V = \frac{2}{3} N \frac{1}{2} mv^2 = \frac{2}{3} N E, \text{ ahol } E$$

a nércsak hőflugas energiája.

Tehát  $\mu V = N E$  és  $E = \frac{3}{2} N k_B T$  (többatomos gámmolekulák esetén  $E = \frac{f}{2} N k_B T$ , f a működési fokok száma.)

### 3. fejezet

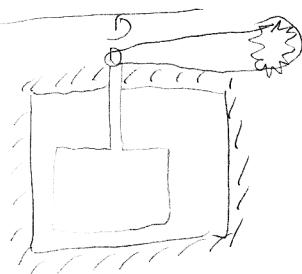
Tér fogatai munka:  $dU = pdV$ ,  $U = \int pdV$ .

Hőátadáshoz során, ha tanúgyűrű bevezetünk eggyel jellemző állapotot, azt tapasztaljuk, hogy  $\frac{dU}{m} \leq c_i T_i = dU$ . Egy másikra  $U_i = c_i T_i$ , ahol  $U$  a teljes belső energiaja az anyagnak,  $c_i$  hőkapacitás. Hőátadáshoz során  $\Delta U = Q$  neve legyen hőmennyiség.

$\frac{dU}{m}$  neve fajhoz,  $\frac{dU}{n}$  neve molhoz.

Elvű feltétel:  $\Delta U = Q + W$ , ill.  $dU = dQ + dW$

Joule kísérlete:

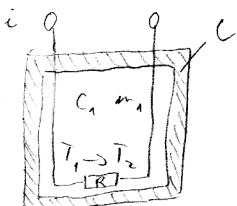


Munkát végezett adiabatikusan folyadékban és azt tapasztaljuk, hogy a  $W$  munkával arányosan változott a hőmérséklet, és adott  $W$ -re hőlönhöz közelben elvégzve (de mindig adiabatikusan)

$\Delta T$  mindenkorán annyi volt. Nagyobb adott  $\Delta T$ -hez mindenkorán annyi  $W$  nőtt.

Kalorimetria: A kaloriméter hőmennyiséget meghatározva működik. Enel megadható a hőkapacitás, az olvadás és formálás is.

Előiről a kalorimétert hitelesítetni kell: meg kell határoznia hőkapacitásait



$$R t = \Delta T (c, m, + c)$$

Ismert  $c$ , és  $m$ , ből  $C$  meghatározható ( $R, t, \Delta T$  ismeretben)

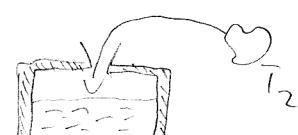
Hitelesített kaloriméterrel ismeretlen anyag  $C_1$  fajhoz meghatározható.

Máris lehetséges pl. mindenkorán annyi hőkapacitásnak mérni:

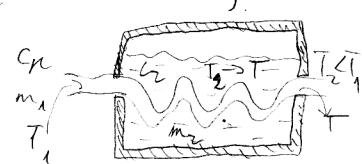
belebenyha testet ismeret fajhoz, tömegű folyadékba, majd a hőátadási  $T$  hőszín hőmérsékletét:

$$(T_2 - T) C_2 m_2 = (T - T_1) (c_1 m_1 + c), \text{ ebből } C_2 \text{ meghatározható } (m_2 \text{ is kiírható})$$

$$\text{Görvonal } c_n m (T_1 - T) = (C_2 m + c) (T - T_2)$$



ismert folyadék,  
 $T_1, C_1, m$



#### 4. Tébel

Egy fajamat nyílt, ha a hőegy egységi általánosból egy másik állapotba megy át.  
Azon fajta folyamat végezhető id. gárral, de a keletkezett hőátmenetekről meg:  
isotherm, izochor, izobar, adiabatikus és politrop.

- isotherménél (id. gárra)  $dU=0 \Leftrightarrow dT=0$ , a műhelyezés  $W = - \int n dV = - \int_{V_1}^{V_2} \frac{nRT}{V} dV = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}$

$Q = -W$ . Isothermikus önmennyiségnél a hőegy hőt ad le, tölguláshoz pedig hőt ves fel.

- izochronál  $dU = \int Q$ , vagyis  $W = 0$  mert  $\int W = -p dV$  és  $V = \text{all}$ .

$\Delta U = c_v m \Delta T$ . Melegíténnel nő a nyomás, hűténnel csökken.

- izobaránnál  $p = \text{all}$ ,  $dU = \int Q - p dV$ ,  $W = - \int_{V_1}^{V_2} p dV = -p(V_2 - V_1)$ . Melegíténnel nő a hőfagyt, hűténnel csökken.

- adiabatikusanál  $\int Q = 0$ , így  $dU = dW$ . Ez mellett a folyamatnál  $pV^k = \text{all}$ ,  $k = \frac{c_p}{c_v} > 1$

- politropinál valamilyen  $c_p = \text{all}$ , hogy  $dQ = c_p n R dT$  teljesüljön, ekkor  $V \cdot T^{\frac{1}{k-1}} = \text{all}$   
Megfelelő C-hez az előbbi 4 folyamat előállítható.

Bebirongitható, hogy  $c_p = \frac{k}{k-1} R$ , illetve  $c_p = \frac{k+1}{k} R$ , ahol  $Q = c_p n \Delta T$ . Ekkor

$c_p - c_v = \frac{R}{M}$ , melynek neve Robert-Mayer önmegfigyelés.

$$*: dE = \frac{k}{k-1} n R dT \quad pV = n k T$$

$$dE = dW \Rightarrow \frac{k}{k-1} n R dT = -p dV \quad p = \frac{n k T}{V}$$

$$\frac{k}{k-1} n k R dT = - \frac{n k T}{V} dV$$

$$\frac{k}{k-1} \frac{dT}{T} = - \frac{dV}{V} \Rightarrow \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$\ln \left[ \frac{V_2}{V_1} \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \right] = 0 \Rightarrow V_2 T_2^{\frac{1}{k-1}} = \text{all}$$

5. tétel Zárt folyamat: hőfolyamat, melynek során  $p_2 = p_1$  és  $V_2 = V_1$  (n állandó) dlt.

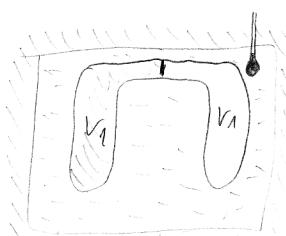
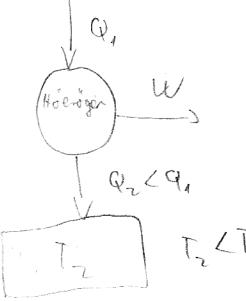


$$\eta = \frac{W}{Q_{\text{fel}}} = \frac{Q_{\text{fel}} - Q_{\text{ee}}}{Q_{\text{fel}}} = 1 - \frac{Q_{\text{ee}}}{Q_{\text{fel}}}$$

$$\Delta E = 0 \text{ az egész folyamatra} \quad \Delta E = Q + W \quad Q = Q_{\text{fel}} + (-Q_{\text{ee}})$$



A hőerőgen egy hidrogébb hőtartalék melegít egy melegebb által, mikörben ö munkát végez.

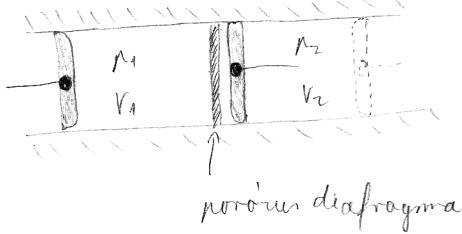


Gay-Lussac hőerlő

Könnyítjük a szapot,  $U = \text{áll}$ , és megnöveli a folyadék homogéneit-változását. A rendszerek pontjai, nemmit nem tudnak igazolni.

Joule-Thomson hőerlő

A porózus nyílással a gázmenetben reakciója a hőelhárításhoz. A folyamat adiabatikus a jó hőszigetelés miatt. A folyamatban  $p_1$  és  $p_2$  végeg állandók.  $p_2$  meghatározásától függetlenül a gáz lehűlt u. felmelegedett.



porous diaphragma

$$u_2 - u_1 = p_1 V_1 - p_2 V_2$$

$$u_2 + p_2 V_2 = u_1 + p_1 V_1 \quad H = U + PV$$

$H_2 = H_1$ , vagyis az entalpia volt végeg állandó.

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_V dT = 0 \quad \text{vagyis}$$

$$dT = -dV \frac{\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_T}{\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_V} = dV \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_H$$

$$n_{\text{id}} = n_{\text{re}} + \frac{a}{V^2}, \quad P_{\text{id}} = \frac{RT}{V}, \quad PV^{\gamma} = \text{áll} = A$$

$$dU = -P dV$$

$$U = - \int_{\infty}^V P dV = - \int_{\infty}^V p_i - \frac{a}{V^2} dV = - \int_{\infty}^V \frac{A}{V^{\gamma}} - \frac{a}{V^2}$$

### 5. téTEL folytatás

$$U = \frac{-A}{(-k+1)} \left[ \frac{1}{V^{k-1}} \right]_0^V - \frac{\alpha}{V} = \frac{-A}{(1-k)} V^{k-1} - \frac{\alpha}{V} = \frac{n V^k}{(k-1) V^{k-1}} - \frac{\alpha}{V} = \frac{n V}{k-1} - \frac{\alpha}{V}$$

$$U = \underbrace{\frac{RT}{k-1}}_{C_V} - \frac{\alpha}{V} = C_V T - \frac{\alpha}{V}$$

$$\left( n + \frac{\alpha}{V^2} \right) (V - b) = RT \Rightarrow p = \frac{RT}{V-b} - \frac{\alpha}{V^2}$$

$$H = C_V T - \frac{\alpha}{V} + \frac{RTV}{V-b} - \frac{\alpha}{V}$$

$$\left( \frac{\partial H}{\partial V} \right)_T = \frac{2\alpha}{V^2} + \frac{RT}{V-b} - \frac{RTV}{(V-b)^2} = \frac{2\alpha}{V^2} - \frac{RTb}{(V-b)^2} \quad \left. \begin{array}{l} dT = -dV \\ \frac{2\alpha}{V^2} - \frac{RTb}{(V-b)^2} \\ C_V + \frac{RV}{V-b} \end{array} \right\}$$

$$\left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_V = C_V + \frac{RV}{V-b}$$

$$\text{ha } b \ll V, dT \approx -dV \quad \frac{2\alpha}{V^2} - \frac{RTb}{V^2} = dV \frac{RTb - 2\alpha}{C_V + R} \frac{1}{V}$$

$$\text{Vagyis } \text{sgn } dT = \text{sgn}(RTb - 2\alpha) \quad RTb - 2\alpha = 0 \Rightarrow T = \frac{2\alpha}{Rb} := T_c$$

tehát ha az  $T_c$  inverzior hőmérséklet alatt van a rendeltető hőm, akkor melegedni, ellenkező esetben hűlni fog a gáz.

Gay-Lussac törvény No. 2.

$$\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_U = - \frac{\left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_T}{\left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V} = - \frac{T \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_T - n \left( \frac{\partial V}{\partial V} \right)_T}{T \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_V + n \left( \frac{\partial V}{\partial V} \right)_V} = \frac{1}{n \cdot C_V} \left( n - T \frac{\alpha}{K_T} \right)$$

állendo az  $U$  a folyamatra

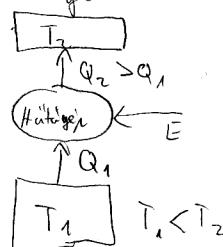
↓ a vélenfolat elvénél

$$\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_U = 0 \text{ id gárra } \left( K_T = \frac{1}{n} \text{ és } T = \frac{1}{2} \right)$$

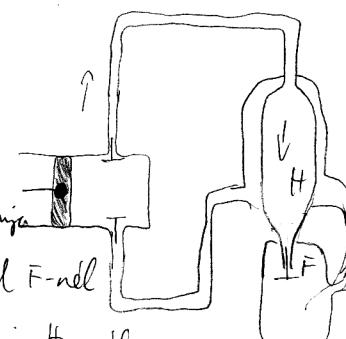
Van-der Waals gárra

$$\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_U = \frac{-\alpha n}{C_V V^2} < 0, \text{ így van elvénél a hőtereltséghoz}$$

Hüttőgör: energia befektetésével hűtőgeleb hőtartalomba  
melegelik hőtartalomba visz hőt. Hőátadás negatív.  
Célt teljesítve lehet hőszivattyú,  $\eta > 1$ .



K hőszivattyú összegyűjtő



a gáz intenzívisan összegyűjti, mely többben lehűl, majd F-nál adiabatikusan felmelegül, így még tovább hűl, és még jobban hűti H-nál.

Végül hűtődik előről. Enel a folyamatnál minden gáz cseppfolyamtható!

## 6. Tétel Carnot-féle hőciklusok leírása

1. - izotermikus folyamat: ekkor  $Q_1 > 0$  felvett hővel munkát végez:  $W = -nRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$

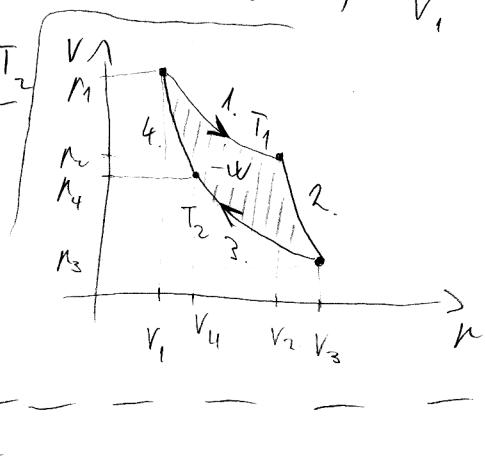
2. - adiabatikusan hőtől, további munkát végez:  $W = -n c_v (T_1 - T_2)$

3. - izotermikus összegzés: a gázra végzett munka  $W = nR(T_2 - T_1) \frac{V_2}{V_1}$

4. - adiabatikusan összegzés: a gázra végzett munka  $W = n c_v (T_1 - T_2)$

2-er és 4-er leírásban  $\Sigma W = 0$ , vagyis a gáz által végzett munka  $-W = nR(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}$

$$\text{A gép határfoka } \eta = \frac{-W}{Q_{\text{fel}}} = \frac{nR(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}}{nRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$



Ha ábrázoljuk a hőciklust a T-S diagramon, az eredmény valhal könnyebben leolvasható:

$$\eta = \frac{Q_{\text{fel}} - |Q_{\text{ee}}|}{Q_{\text{fel}}} \quad \int Q = T dS$$

$$Q_{\text{fel}} = T_2 (S_2 - S_1) \quad Q_{\text{ee}} = T_1 (S_1 - S_2)$$

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

Ebből jól látható, hogy

$$\frac{Q_{\text{fel}}}{T_2} + \frac{Q_{\text{ee}}}{T_1} = 0 \quad \text{A fagyi neve redszállító hő.}$$

Egy folyamat reveribilis, ha hőszintetikusan a végállapotba a kezdeti állapotba lehet vinni anélküli, hogy a hőnyerelete megtáltorról. Ekkor hőell, vagyis az előző hőszintetikus legek. Ha nem hőszintetikus a folyamat, akkor bárhol irreveribilis. Irreveribilis lehet még abban is, ha az előző körön belül van részük, mely maradandó anyagától elszakadt.

II. feltétel: Nincs olyan munkavégző hőerőgér, mely hűtő E melynek határfoka 100%  $\Leftrightarrow$  Nincs olyan hűtőgér, mely hűtő E befektetés nélküli működne.

Irreveribilis folyamatban  $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$ . Reveribilis folyamatban viszont  $\lim_{\Delta Q_i \rightarrow 0} \sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = \oint \frac{dQ}{T} = 0$

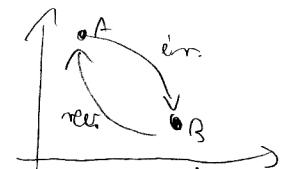
vagyis definícióhoz egy potenciál.  $S_A := S_0 + \int \frac{dQ}{T}$ , neve entropia.

$dS = \frac{dU}{T} + \frac{P}{T} dV$ . Ideális gázra  $dU = c_v dT$ , így  $S = \int \frac{c_v n}{T} dT + \int \frac{nR}{V} dV$  ( $nV = nRT$ )

Tordítva,  $Q = \int_{S_1}^{S_2} dS$ . Irreveribilis folyamatra  $dS > 0$ .

$$* \oint \frac{dQ}{T} = \int_A^B \frac{dQ}{T} + \int_B^A \frac{dQ}{T} < 0$$

$$\int_B^A \frac{dQ}{T} = S_A - S_B \Rightarrow S_A - S_B > \int_A^B \frac{dQ}{T}$$



## 7. tételes

A 6-os tételekből látható,  $dS > \frac{dQ}{T}$  vagyis  $dQ < TdS$ , így  $dU = dQ + \mu V \Rightarrow dU \leq TdS - \mu dV$ . Ez a termodynamika alapvető" egyenlete, egyszerűen az 1. és 2. fótételek.

Ha valföntetivel az anyagmennyiséget vagy a kémiai felajánlásokat,  $dU$ -hoz hasonlóan megadunk  $\mu$  (s, v, N)

ahol  $\mu = \left( \frac{\partial U}{\partial N} \right)_S$ , vagyis egyszerűen  $dU \leq TdS - \mu dV + \mu dN$ , egyéb megadásban  $U(S, V, N)$

fundamentális egyenletet, abból mindenki lehet számolni. A függvény hosszú, hogy lineáris legyen változivában:  $U(\Delta S, \Delta V, \Delta N) = \lambda U(S, V, N)$  (extensív változó) Ekkor, ha  $\lambda = 1$ ,

$$U = \frac{\partial U}{\partial S} S + \frac{\partial U}{\partial V} V + \frac{\partial U}{\partial N} N \quad \text{Euler-féle önmegfejtés.} \quad \frac{\partial U}{\partial S} = T, \quad \frac{\partial U}{\partial V} = V \quad \text{és} \quad \frac{\partial U}{\partial N} = \mu,$$

$$\text{így} \quad U = TS - \mu V + \mu N. \quad \text{Ebből} \quad dU = TdS + SdT - \mu dV - Vdp + \mu dN + Ndp = TdS - \mu dV + \mu dN,$$

esik  $SdT - Vdp + Ndp = 0$ , ez a Gibbs-Duhem önmegfejtés.

Maxwell-relaciók:  $dU = TdS - \mu dV + \mu dN$ -ból vezük ki ezt, hogy  $T = \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right)_V$  és  $-\mu = \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_S$ .

Előbbi  $\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_S = \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial S} \quad \text{és} \quad -\left( \frac{\partial \mu}{\partial S} \right)_V = \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V}$ , melyekhez a Young-tétel vonatkozik  $\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_S = \left( -\frac{\partial \mu}{\partial S} \right)_V$ . A többi

potenciálból ( $H, G, F$ ) további Maxwell-relaciók miattak:  $\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_S = \left( \frac{\partial V}{\partial S} \right)_H \cdot \left( \frac{\partial \mu}{\partial S} \right)_H = \left( \frac{\partial S}{\partial V} \right)_T$  és

$$\left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_H = -\left( \frac{\partial S}{\partial \mu} \right)_T$$

Ideális gáz fundamentális egyenlete:  $S(U, V, n) = \frac{3}{2} nR \ln \left( \frac{UV^{2/3}}{n^{4/3}} \right) + n \gamma_0$

## 8. Tétel

$$u(s, v, n) = TS - \mu V + \mu N \Rightarrow dU = TdS - \mu dV + \mu dN$$

$$H(s, p, n) = U + pV \Rightarrow dH = TdS + Vdp + \mu dN$$

$$G(T, p, n) = U - TS + pV \Rightarrow dG = Vdp + \mu dN - SdT$$

$$F(T, V, n) = U - TS \Rightarrow dF = \mu dN - SdT - Vdp$$

$$\phi(T, V, \mu) = U - TS - \mu N \Rightarrow d\phi = -SdT - Vdp - Nd\mu$$

Inverzibilitás esetében  $dU \leq TdS - \mu dV + \mu dN$ , ennek megfelelően alakul a többi is.

Egyensúlyban láttható, hogy  $(dU, dH, dG \text{ és } d\phi) \leq 0$  teljesül. Vagyis spontán folyamatra csak nem előrehaladhatunk. Viszont mint korábban megállapítottuk,  $dS \geq 0$  spontán folyamatokra, inverzibilisre  $dS > 0$ .

Ha  $\mu, T$  állandó  $dG \leq \mu dN$ , több komponens is finomra  $0 \geq dG \leq \sum_i \mu_i dN_i$ .

$\ln |dN_i| = |\ln N_0| + \epsilon_{i,j} - \mu_i$  áról 2 finomra viszgáljuk, egyensúlyban  $0 = dG = (\mu_i - \mu_j)dN_i$ , vagyis adott  $dN_i$ -re csak lehetséges, ha  $\mu_i = \mu_j$ . Több finomra is igaz,  $\sum_{i,j} (\mu_i - \mu_j)^2 = 0$ .

Legyen egy  $U(S, V, n)$  fü! Mithogy  $U$  minimális,  $\frac{\partial^2 U}{\partial S^2} > 0$  teljesülve bell. Ebből

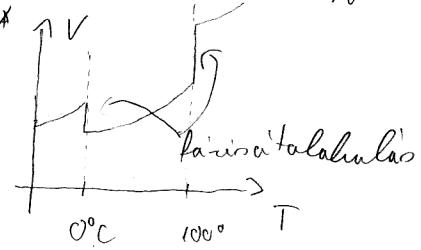
$\left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V > 0$  feltétele adódik, mely a mehető menyerégekkel:  $\frac{T}{n c_V} > 0$  feltétel adódik.

Máris feltétel:  $\frac{\partial^2 U}{\partial V^2} > 0$ , melytőlönk:  $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_S > 0$ , vagyis adiabatikus önmegőrzésre a nyomásnak előrehaladni kell.

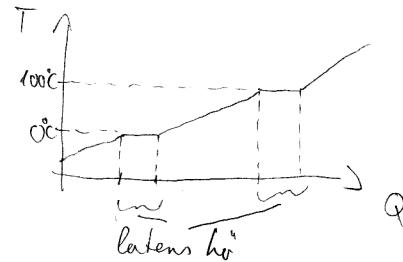
## 9. tételek

Fázisátalakulás: ha egy intenzív állapotjelű folyamatnak való tartásával egy extenzív parameter növekedésénél megnövekszik egy adott értéknél.

Pt: vis melegítére 101 kPa-n



A fázisátalakulásban volumelyes látációk ravan szükséges (hő), melynek mentén elindulhat a folyamat. Ravan nölliül tükhütes és tükhelyes is előfordulhat.



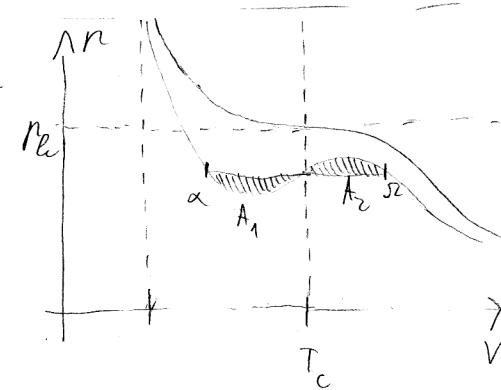
Fázisegyenlőségben a hőmérséklet állandó, a hőváltás hő van. Latens hő formálgyában a fázisátalakulára fordítódik.

Fázisátalakulás lelet termékezetváltozás (vagy megmenekülés 920 °C + folyon) vagy halomállapotváltozás (fagás, olvadás, párolgás és forrás, lecsapás, sublimáció).

Tükhütes pl. hőközvetítésben, tükhelyes buborékhamrában

$$\text{Van-der Waals-gáz: } \left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \Rightarrow p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

$\frac{\partial p}{\partial V} = 0$  és  $\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0$  teljesülése esetén  $p_a$  és  $T_a$ t kapjuk meg.



$$\frac{\partial p}{\partial V} = \frac{-RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3} \quad \left\{ \frac{V-b}{2} = \frac{V}{3} \Rightarrow V = 3b := V_0 \right.$$

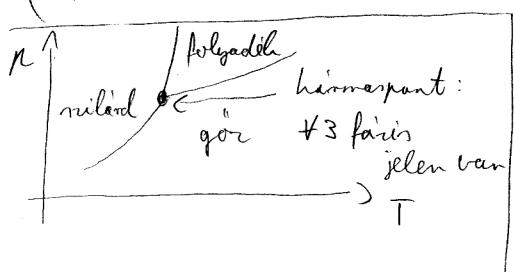
$$T_a = \frac{8a}{27bR} := T/\varrho$$

$$\frac{n}{b} = \frac{a}{27b^2} := N/\varrho$$

$$\left(\pi \frac{a}{27b^2} + \frac{a\varrho^2}{9b^2}\right)(\varrho^2 - b - b) = \frac{8\varrho^2}{27} \quad / : a \cdot b$$

$$-SdT + \varrho dp - n d\mu = 0$$

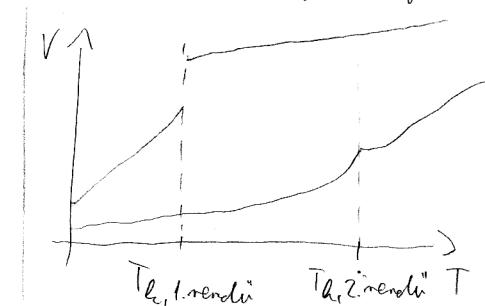
$$\left(\frac{\pi}{27} + \frac{\varrho^2}{9}\right)(3\varrho - 1) = -\frac{8\varrho^2}{27}$$



\*: Elhőrendű" egy fázisátalakulás, ha intenzív(extenzív) függvény növekedésre.

Mahadrendű" ha a deriváltja növekedésre.

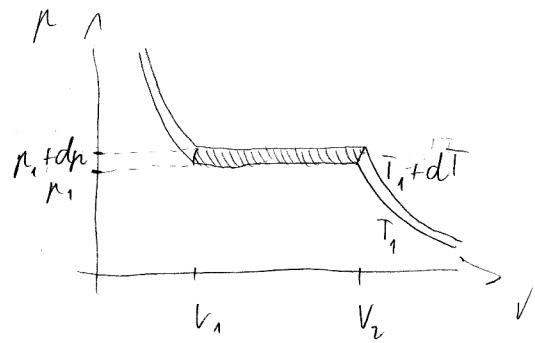
pl: anti ferromágnes melegítése



## 10. Füzet

Egy fűrészállomásonál üzemelhető Carnot - géphez:

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{dT}{T} = \frac{u}{Q} = \frac{dp(V_2 - V_1)}{L}$$



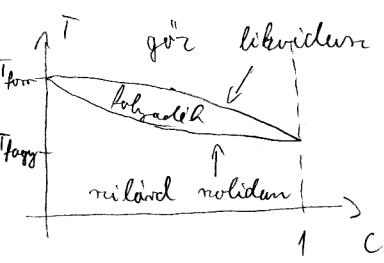
$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T \Delta V} \quad \text{az önmérfogás neve: Clauerius- Clapeyron egyenlet.}$$

Következőkben a hősziget elideális gázzal! Ehhez  $pV = RT \Rightarrow V = \frac{RT}{p}$ . A halmazállapot-változás során  $\Delta V = V_f - V_i \approx V_f$ , így  $\frac{dp}{dT} = \frac{Lp}{T^2 RT}$ , melyből  $\frac{dp}{p} = \frac{L}{RT^2} dT$ . Ezzel megoldára  $p = A \cdot e^{-\frac{L}{RT}}$ . Igy változik a gáz nyomása a hőmérséklet növelésénél, ha a polikromos fűrész is jelen van.

Legyen egyszerűbban kdb komponens, összesen F fűrész van! Ehhez komponenseinket ( $k-1$ ) rabbadrággal elhelyezzük (azt nem k-vel, mert az önmegnevezés adott fűrész hőlladás), így F fűrész esetén  $F(k-1)$  rabbadrágom van az önmérettelre. Mondjuk a p-t és T-t az voltakor meg, így  $k(F-1)+2$  adott jelekkel minden rendben van.

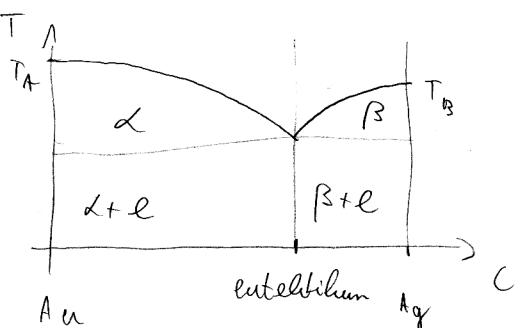
Kell, hogy a hülörökö "fűrészben lévő komponensek kémiai potenciálja" ugyanazon legyen, ez komponenseinket ( $F-1$ ) meghívja, összesen  $k(F-1)$ . Igy rabbadrágjai füleim miatt  $S_2 = F(k-1) + 2 - k(F-1)$ , rendelkezik  $S_2 = k - F + 2$ , és a Gibbs-féle fűrészrabbal

"ketthomponens" rendszerek (pl viz-alkohol)



adott  $T_{\text{forr}} > T > T_{\text{fony}}$  hőmérsékleteken a hülörökönként hülörökök többekben vannak jelen, 2 fűrészben.

An és Ag



Le Chatelier-Braun-elv: hülörök hengyér hatására a hősziget olyan folyamatot könnelje megfelelően, melyek a hülörök hatását „egyhennyel” csökkenteni.

pl  $A + B \rightleftharpoons C$  reakcióval ha pao, C is "no", vagy a nyomás keverkező nőjön.

## 11. tételes

Nemcsak hőátviteli, hanem  $\Delta H - \Delta G \rightarrow 0$  ha  $T \rightarrow 0$ , ahol  $\Delta H$  a reakcióhoz és  $\Delta G$  a harmos munkához.

Planck elvétetől is belülről, hogy  $(H-G) \rightarrow 0$  is  $\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_H = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_G$  ha  $T \rightarrow 0$ . Ebből  $T S = H - G$ -ból következik. Ebből  $S = \frac{H-G}{T}$  is lesz határozható, + Höppler-rendszer miatt:

$$S = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_G - \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_H = 0. \quad \text{Ez a Nemcsak-tétel, vagy a III. fótelel.}$$

$$S(T) = S(T_0) + \int_{T_0}^T \frac{dQ}{T} = \lim_{T_0 \rightarrow 0} S(T_0) + \int_{T_0}^T \frac{c_V dT}{T} = \lim_{T_0 \rightarrow 0} c_V \ln \frac{T}{T_0}, \quad \text{vagyis } 0 \text{ K hőrelelőn}$$

$c_V \rightarrow 0$ , vagyis az entropia megtérül a végtelenbe.

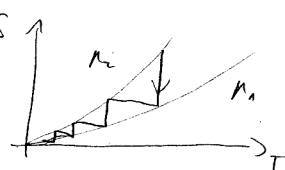
Vagyis 0 K hőrelelőn his hőhözések is már jelentős melegedést okozhat. Így a 3. fótelel alapján nem lehet elerni a 0 K-t. (En hőrelelőn a II. fótelelhez is, mint ha elő lehetséges állítani, egy ilyen üzemeltetett Carnot-gépre  $\eta = 1$  lenne, vagyis 100%-os hőteljesítményt.)

vagyis hőrelelőn jó arányban

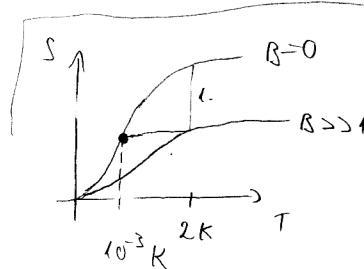
$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = 1/T \text{ id. gárra. } T \rightarrow 0 \text{-ban divergál. Maxwellrel: } \beta = \frac{-1}{V} \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P. \quad \text{Így } \beta \rightarrow 0,$$

$$\text{mert } \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{P \rightarrow 0} = \lim_{T_0 \rightarrow 0} \lim_{T \rightarrow 0} \frac{S(T_0, P_0) - S(T, P)}{T_0 - T} = 0.$$

Carnot-géppel hűtve:



végtelen roh lepés hűti a 0 K eléréséhez.



Eros mágneses teret kapcsolva

egy paramágnesrel, ekkor a doménelle rendszertlenege

növekszen (hűrőben He-val 2 K

hűről tartják). Majd a megnövekedett a paramágnes rajzat

magnéttérfeldet a paramágnes rajzat hőmérsékletet hanyalja fel, hogy rendszertlen legyen újra.

Hűtési módszerek: - hőátviteli hűtővel

- párolgatás
- inverz Carnot-gép
- Peltier-effektus alapján
- tágulással
- adiabatikus termagneserével:

hőátviteli hűtővel

## 12. tétel

Diffúzió: a folyadékban és gázok spontán keveredének diffúziójuk nevezik. A folyamat mindenkorban finál, amely a reherszefajtás potenciálja - hűső térfüggyében elrendeződésre - egyforma nem lesz.

$$G = \sum_i \mu_i N_i = \sum_i \mu_i c_i V_i \quad c \text{ a koncentráció}$$

-grad  $\mu$  egyfajta terenyed, amely reherszéhet rendeltet morganira lenja.

Bereithő az áramműködés,  $|\dot{j}(\approx)| = \frac{dn}{dt}/A$ , ahol  $dn$  az  $\approx$  helyen lévő  $A$  felületen hennélküli hullám fölfeléhoz rátáma, és enyhe megegyezik a reherszékelő haladási térfüggével.

$$\dot{j}(\approx) = -B \text{ grad } \mu \quad \text{ell. ha } \mu = C \cdot c, \quad \dot{j} = -B C \text{ grad } c = -D \text{ grad } c, \quad \text{Fick I.}$$

$\uparrow$   
adott  $T$ -n állendo

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \operatorname{div} \dot{j} = 0 \quad \text{Kontinuitáti egyenlet} \Leftrightarrow \int_V c dV = - \int_{\phi} \dot{j} dA = - \int_V \operatorname{div} \dot{j} dV \quad \# \text{ V-re}$$

$\uparrow$   
 $V$  felülete

Fick II

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\operatorname{div} \dot{j} = -\operatorname{div}(-D \text{ grad } c) = D \Delta c \quad \text{hullámeugenlet}, \quad c = c_0 \cdot e^{i(\omega n - \alpha t)}$$

a megoldás komplex len, exponenciális „leerengés”.

$$\text{Harmonikus a hőterhelésre: } \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C L} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \text{ megoldást egyszerűbb } T = T_0 \cdot e^{i(\omega n - \alpha t)}$$

$\uparrow$   $\uparrow$   
harmonikus hőterhelés

alakban hennelik,  
mely érmet komplex len,  
teljes exponenciális leereszt.

Hőerőmű:  $P = \sigma \cdot T^4$ , vagyis a sugárzás teljesitődés a

$\uparrow$   
állandó

hőerőművet 4-ik hatvánnyal analizál.

Ormos: diffúziós nyomás.