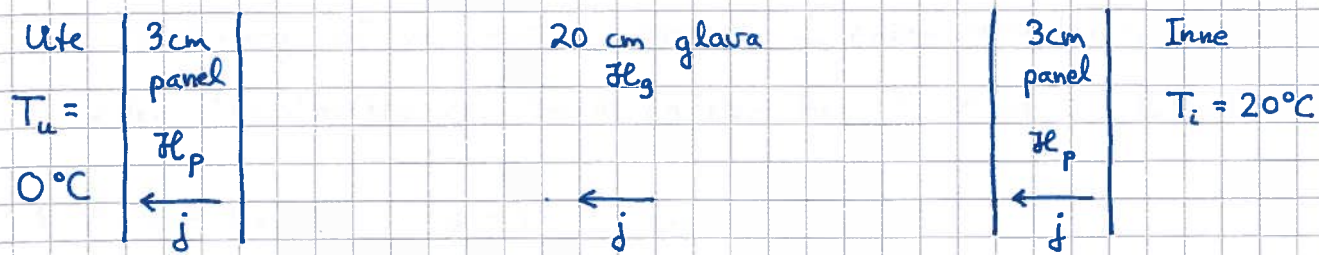


Regler for serie- og parallellkobling må bli de samme for varmemotstander som for elektriske motstander; la oss f.eks. se på en typisk husvegg:



Dette er en seriekobling av 3 varmemotstander; 3cm panel + 20 cm glava + 3cm panel, der $\lambda_p = 0.12 \text{ W/K}\cdot\text{m}$ og $\lambda_g = 0.035 \text{ W/K}\cdot\text{m}$. Ser på 1 m^2 av vegg, dvs $A = 1 \text{ m}^2$. Da er

$$R_Q^p = a_p / \lambda_p A = 0.03 \text{ m} / (0.12 \frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{m}} \cdot 1 \text{ m}^2) = 0.25 \text{ K/W}$$

$$R_Q^g = a_g / \lambda_g A = 0.20 \text{ m} / (0.035 \frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{m}} \cdot 1 \text{ m}^2) = 5.71 \text{ K/W} \quad (\gg R_Q^p \text{ som ventet!})$$

$$\Rightarrow \text{Total varmemotstand på } 1 \text{ m}^2 \text{ vegg: } R_Q = 2R_Q^p + R_Q^g = \underline{6.21 \text{ K/W}}$$

$$\Rightarrow \text{Effekttap på } 1 \text{ m}^2 \text{ vegg: } P = \frac{\Delta T}{R_Q} = \frac{20 \text{ K}}{6.21 \text{ K/W}} \approx \underline{3.22 \text{ W}}$$

Temp.fall gjennom hvert panellag:

$$\Delta T_p = P \cdot R_Q^p = 3.22 \text{ W} \cdot 0.25 \text{ K/W} = \underline{0.81 \text{ K}}$$

Gjennom isolasjonslaget:

$$\Delta T_g = P \cdot R_Q^g = 3.22 \text{ W} \cdot 5.71 \text{ K/W} = \underline{18.4 \text{ K}}$$

Dvs, størst temp.gradient dT/dx i materialet med minst λ , dvs det som isolerer best.

[Analogt til at vi får størst potensialgradient dV/dx i den av de seriekoblede elektriske motstandene som har minst elektrisk ledningsevne σ .]

Stråling [YF 17.7 ; LHL 18.4]

(105)

- Et system med temp. T inneholder akselererte ladninger ; sender da ut (emitterer) elektromagn. bølger, dvs EM stråling
- EM stråling på vei mot et system vil enten absorberes, reflekteres eller transmitteres, med andeler hhv a , r og t , slik at $a+r+t=1$
- Svart legeme : $a=1$ (en idealisering!)
- Et legeme i termisk likevekt (temp. T) må emittere og absorbere like mye strålingsenergi, for alle bølgelengder, $e(\lambda) = a(\lambda)$
 $\Rightarrow e = a = 1$ for svart legeme
- Stefan - Boltzmanns lov, for svart legeme :

$$j = \sigma T^4 ; \sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} \approx 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$$

For legemer med $e < 1$: $j = e \cdot \sigma T^4$; $e =$ legemets emissivitet

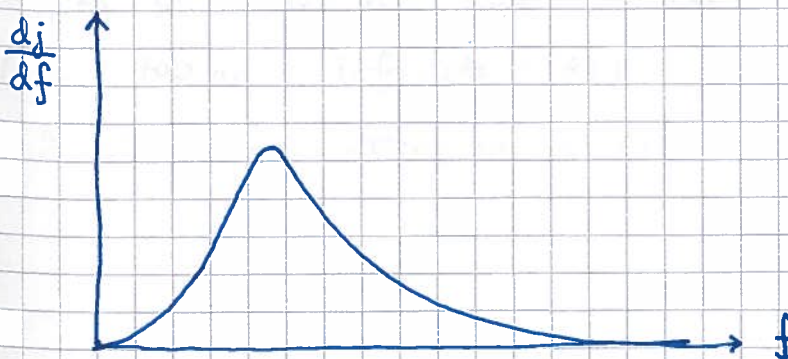
- Max Planck (1900) : Stråling med frekvens f har kvantisert energi,

$$E_n = n \cdot hf ; n = 0, 1, 2, \dots ; h \approx 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$$

som gir strålingsenergien en frekvensfordeling dj/df :

$$j(T) = \int_0^{\infty} \frac{dj}{df} \cdot df ; \frac{dj}{df} = \frac{2\pi h f^3 / c^2}{\exp(hf/k_B T) - 1} \quad \left(\frac{W}{m^2 \cdot Hz} \right)$$

som stemmer med eksperimentelle målinger.



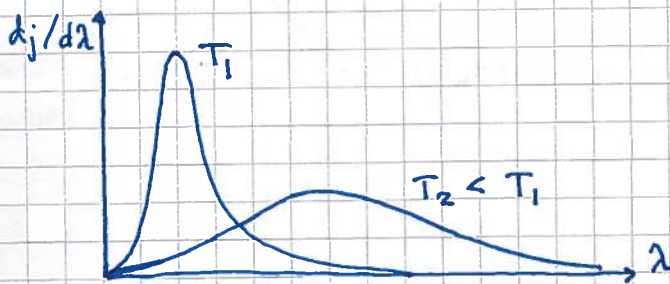
- Bølglengdefordelingen $dj/d\lambda$:

$$f = c/\lambda \Rightarrow df/d\lambda = -c/\lambda^2 \Rightarrow df = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$$

$$\Rightarrow j(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h (c/\lambda)^3 / c^2}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \cdot \left(-\frac{c}{\lambda^2}\right) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{dj}{d\lambda} d\lambda$$

med $\frac{dj}{d\lambda} = \frac{2\pi h c^2 / \lambda^5}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad \left(\frac{W}{m^3}\right)$

- Wiens forskyvningslov: For gitt T har $dj/d\lambda$ maxverdi når $\lambda \cdot T \approx 2.90 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}$. Tilsvarende har dj/df maxverdi når $f/T \approx 5.88 \cdot 10^{10} \text{ Hz/K}$



Eks:

- Mørk skyfri himmel: $T \approx 240$ til $260 \text{ K} \Rightarrow \text{max } dj/d\lambda$ ved $12 \mu\text{m}$; gir ising på bakken (og frontrute på bilen) selv med varmegrader i lufta.
- Kroppens overflate: $T \approx 303 \text{ K} \Rightarrow (dj/d\lambda)_{\text{max}}$ ved $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$ (IR)
- Solas overflate: $T \approx 6 \cdot 10^3 \text{ K} \Rightarrow (dj/d\lambda)_{\text{max}}$ ved $\lambda \approx 480 \text{ nm}$, som er blågrønt lys.

(Synlig lys: 400 nm (blå) - 700 nm (rød))

($\lambda > 700 \text{ nm}$: Infrarødt (IR))

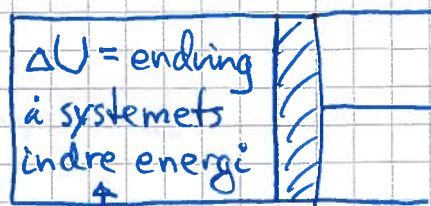
($\lambda < 400 \text{ nm}$: Ultrafiolett (UV))

Termodynamikkens 1. lov

[YF 19, 20; LHL 15, 13]

(107)

Uttrykker energibevarelse :



$\Delta Q =$ varme tilført systemet

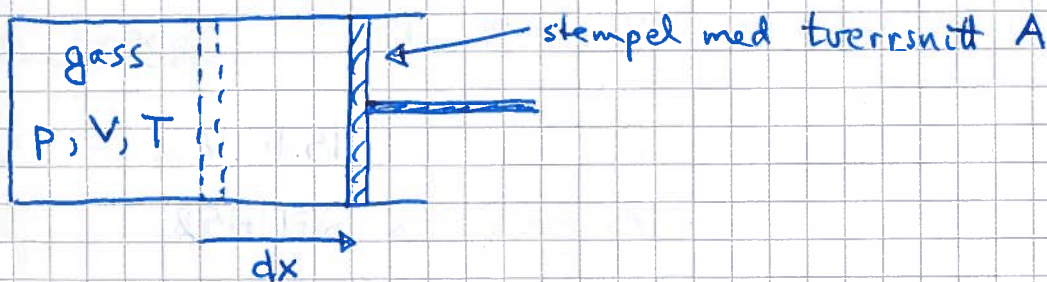
$$\Rightarrow \boxed{\Delta Q = \Delta U + \Delta W} \quad (\text{evt } dQ = dU + dW)$$

↑
prosess-variabel

↑
tilstandsfunksjon

Arbeid [YF 19.2; LHL 13.5]

Ser på gass som utvider seg ved trykk p :



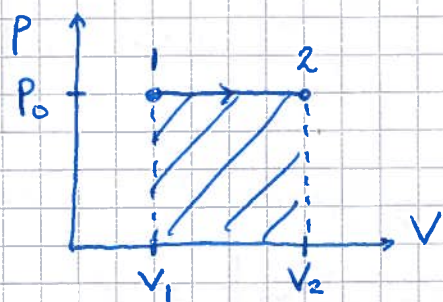
Arbeid utført av gassen på omgivelsene når $V \rightarrow V + dV$:

$$dW = F \cdot dx = p \cdot A \cdot \frac{dV}{A} = p \cdot dV$$

Har valgt fortegn slik at $dV > 0$ gir $dW > 0$.

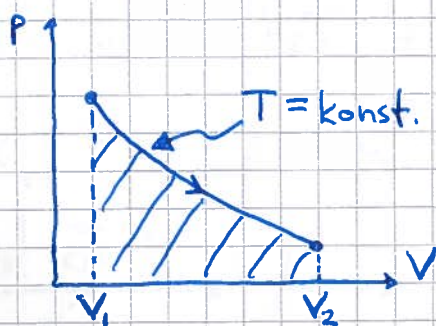
(TMT 4.12: Omvendt!)

Eks 1: Isobar utvidelse



$$W = \int_1^2 dW = p_0 \int_{V_1}^{V_2} dV = \underline{\underline{p_0 (V_2 - V_1)}}$$

Eks 2: Isoterm utvidelse av ideell gass



$$p(V) = Nk_B T / V$$

$$\Downarrow$$

$$W = Nk_B T \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \underline{\underline{Nk_B T \ln \frac{V_2}{V_1}}}$$

Ser at: W tilsvarer arealet under kurven $p(V)$ Indre energi [YF 19.4, 19.6 ; LHL 13.6]

= U = sum av kinetisk og potensiell energi til partiklene i systemet

Ideell gass: Ingen vekselvirkninger mellom molekylene
 \Rightarrow ingen pot. energi

$$\Rightarrow U = U(T) = N \cdot \langle K \rangle$$

med $\langle K \rangle$ = midlere kin. energi pr molekyl

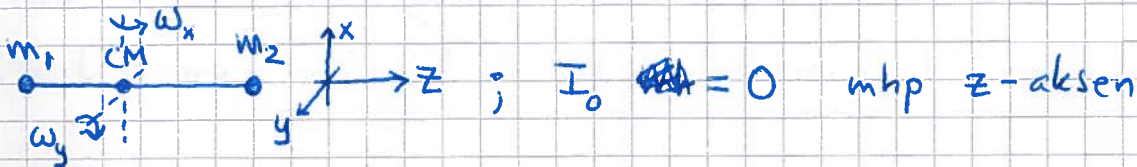
Eks 1: Atomare gasser (He, Ne, Ar, ...)

$$\langle K \rangle = \langle K_{\text{trans}} \rangle \stackrel{\text{(s. 92)}}{=} \frac{3}{2} k_B T \quad \Rightarrow \quad \underline{U = \frac{3}{2} N k_B T}$$

Eks 2: Toatomige gasser ($N_2, O_2, H_2, HCl, \dots$) [YF 18.4
LHL 14.2]

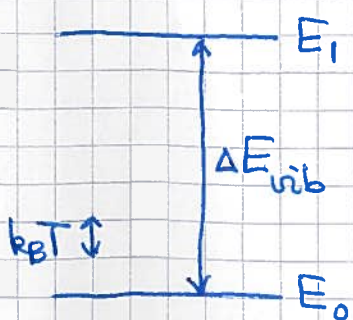
$\langle K_{\text{trans}} \rangle = \frac{1}{2} m \langle v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T$; et eksempel på ekvipartisjonsprinsippet: Hvert kvadratiske ledd i energifunksjonen bidrar med $\frac{1}{2} k_B T$ til indre energi pr partikkel.

$$\Rightarrow \langle K_{\text{rot}} \rangle = \frac{1}{2} I_0 \langle \omega_x^2 + \omega_y^2 \rangle = \frac{2}{2} k_B T \quad (I_x = I_y = I_0)$$



Forventer $\langle K_{\text{vib}} \rangle = \frac{2}{2} k_B T$ pga 2 kvadr. ledd i energien til en enkel harmonisk oscillator ($\frac{1}{2} k x^2 + \frac{1}{2} m \dot{x}^2$).

Men: Kvantemekanikk gir kvantisert vibrasjonsenergi, med avstand $\Delta E_{\text{vib}} \gg k_B T$ mellom energinivåene ved normale temperaturer \Rightarrow For lav termisk energi i systemet vil å eksitere molekylene til vibrasjonstilstander med høyere energi:



\Rightarrow Lik vibr. energi E_0 for alle molekylene, uavhengig av temperaturen T

\Rightarrow Total indre energi for N molekyler:

$$\underline{U = \frac{5}{2} N k_B T + N \cdot E_0}$$

C_V og C_P for idell gass [YF 18.4; LHL 15.2, 14.2] (110)

$$V = \text{konst.} \Rightarrow dW = p dV = 0 \Rightarrow dQ = dU$$

$$\Rightarrow C_V = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V = \frac{dU}{dT}$$

$$\begin{aligned} C_P &= \left(\frac{dQ}{dT} \right)_P = \left(\frac{dU}{dT} \right)_P + p \left(\frac{dV}{dT} \right)_P = \frac{dU}{dT} + p \frac{d}{dT} \left(\frac{Nk_B T}{p} \right) \\ &= C_V + Nk_B = C_V + nR \end{aligned}$$

$$[\text{TMT 4112: } H = U + pV \Rightarrow C_P = (dH/dT)_P]$$

Dvs $C_P > C_V$; oppekt, fordi med $p = \text{konst.}$ går noe av tilført varme med til å gjøre arbeidet $p \Delta V$; med $V = \text{konst.}$ går all tilført varme med til å øke indre energi U , og dermed temp. T .

$$\text{Atomære gasser: } U = \frac{3}{2} nRT$$

$$\Rightarrow C_V = \frac{3}{2} nR; C_P = \frac{5}{2} nR$$

$$\text{Toatomige gasser: } U = \frac{5}{2} nRT + \text{konst.}$$

$$\Rightarrow C_V = \frac{5}{2} nR; C_P = \frac{7}{2} nR$$

som stemmer godt med exp. verdier for edelgasser og toatomige gasser!

Adiabatiske prosesser

[YF 19.8 ; LHL 15.3]

(111)

= prosesser uten tilførsel eller avgivelse av varme, $\Delta Q = 0$

$$\stackrel{1. \text{ Lov}}{\Rightarrow} \Delta U = -\Delta W$$

Siden varmeoverføring tar tid, vil tilstrekkelig raske prosesser være tilnærmet adiabatiske.

Eks: Rask kompresjon av lufta i sykkelpumpe.

Vi gjør arbeid på lufta $\Rightarrow \Delta W < 0$

$$\Rightarrow \Delta U > 0 \Rightarrow \Delta T > 0$$

Antar ideell gass: $pV = nRT$, $nR = C_p - C_v$, $C_v = \frac{dU}{dT}$

$$dW = -dU \quad (dQ = 0)$$

$$\Rightarrow p dV = -C_v dT$$

$$\Rightarrow nRT \frac{dV}{V} = -C_v dT$$

$$\Rightarrow \frac{(C_p - C_v)}{C_v} \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T}$$

$$\Rightarrow (\gamma - 1) \frac{dV}{V} + \frac{dT}{T} = 0$$

der vi innførte adiabatkonstanten $\gamma \equiv \frac{C_p}{C_v} > 1$

Integrasjon gir nå

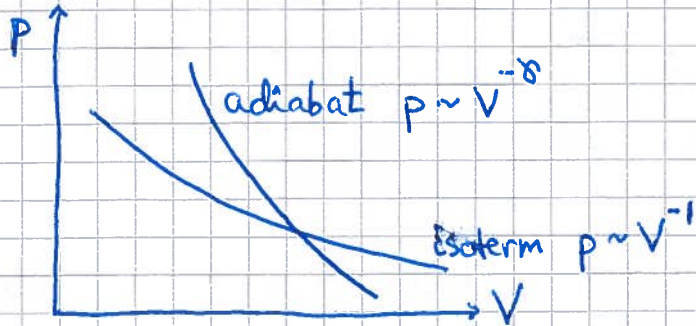
$$(\gamma - 1) \ln V + \ln T = \text{konst}$$

$$\Rightarrow \ln V^{\gamma-1} + \ln T = \text{konst} \Rightarrow \ln \{ T \cdot V^{\gamma-1} \} = \text{konst.}$$

$$\Rightarrow \boxed{T \cdot V^{\gamma-1} = \text{konst.}}$$

$$T = \frac{pV}{nR} \Rightarrow p \cdot V^\gamma = \text{konst.} \Rightarrow p \sim V^{-\gamma}$$

$$V = \frac{nRT}{p} \Rightarrow p \cdot T^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \text{konst.}$$



$\gamma > 1 \Rightarrow$ Adiabat
brattere
enn isoterm

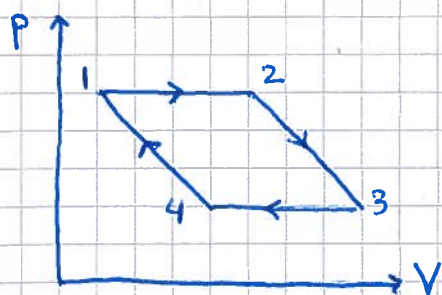
Atomære gasser : $\gamma = \frac{5}{3}$

Toatomige gasser : $\gamma = \frac{7}{5}$

Generelt : $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{f+2}{f}$; $f =$ antall "kvadratiske frihetsgrader" (ved gjeldende temperatur)

Kretsprosesser [YF 19.4 ; LHL 15.1]

(Varmepumpe/kjøleskap, bensinmotor, dieselmotor, ...)



I kretsprosess er starttilstand = slutttilstand
 $\Rightarrow \Delta U = 0$ (da U er tilstandsfunksjon)

$\xrightarrow{1. lov}$
 $\Rightarrow \Delta Q = \Delta W$ (for hver hele syklus)

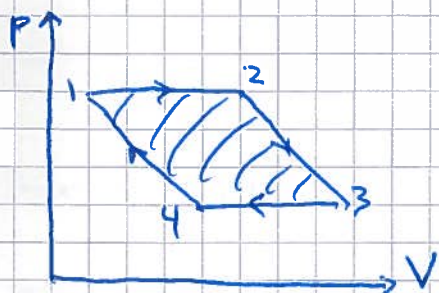
der netto tilført varme = netto utført arbeid

W_{123} = arbeid utført av systemet ved utvidelsen $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$
= areal under kurven $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$

W_{341} = arbeid utført på systemet ved kompresjonen $3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$
= minus areal under kurven $3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$

\Rightarrow Netto arbeid utført pr syklus:

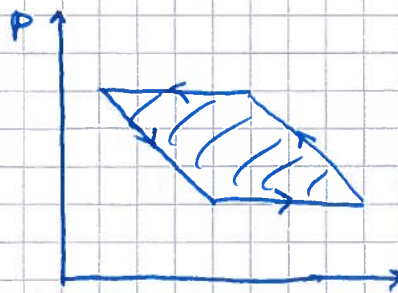
$\Delta W = W_{123} + W_{341} =$ omskiftet areal i pV-diagrammet



$\Delta W > 0$

(med klokka)

Varmekraftmaskin;
bruker varme, får
utført nyttig arbeid.



$\Delta W < 0$

(mot klokka)

Varmepumpe/kjøleskap;
bruker arbeid, får
overført varme.