Stråling [YF 17.7 ; LHL 18.4]

- System med temp. T har akselererte ladninger ; disse sender da ut (emitterer) el. magn. bølger, dvs E.M. stråling (i følge Maxwells ligninger).

- EM stråling inn mot et system vil enten absorberes, reflekteres eller transmitteres, med andeler hhv a, r og t. Dermed: $a + r + t = 1$.

- Svart legeme : en idealisering ; $a = 1$. $(\Rightarrow r = t = 0)$

- Legeme i termisk likevekt ved temp. T må emittere og absorbere like mye strålingsenergi for enhver bølgelengde, dvs $e(\lambda) = a(\lambda)$

  $\Rightarrow$ $e = a = 1$ for et svart legeme

- Stefan - Boltzmanns lov for et svart legeme :

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

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

[Eks: Asfalt: $e = 0.93$. Rød murstein: $e = 0.93$. Polert rustfritt stål: $e = 0.075$]

- Max Planck (1900) : Stråling med frekvens f har kvantisert energi, $E_n = n \cdot hf$; $n = 0, 1, 2, \ldots$; $h \approx 6.6 \cdot 10^{-34}$ Js (Plancks konstant).

  Strålingsenergiens frekvensfordeling dj/df blir da

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

  som stemte utmerket med eksperimenter !

- Bølgelengdefordelingen $dj/d\lambda$ blir nå : $f = c/\lambda \Rightarrow df/d\lambda = -c/\lambda^2$

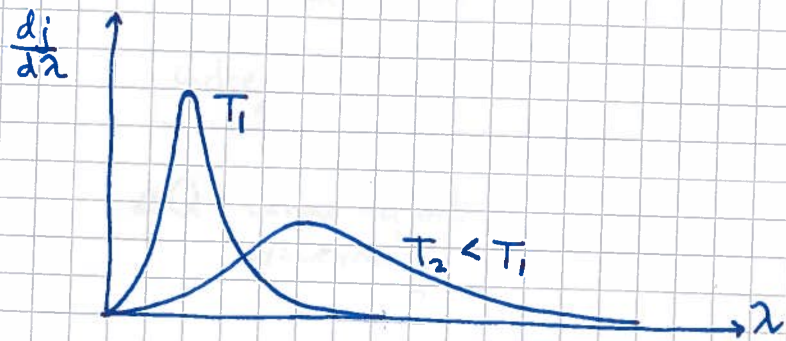
  $\Rightarrow df = -c \, d\lambda / \lambda^2$

$$\Rightarrow j(T) = \int_\infty^0 \frac{2\pi h (c/\lambda)^3/c^2}{\exp(hc/\lambda k_BT) - 1} \cdot \left(-\frac{c}{\lambda^2}\right) d\lambda = \int_0^\infty \frac{dj}{d\lambda} \, d\lambda \quad \text{med}$$

$$dj/d\lambda = \frac{2\pi h c^2/\lambda^5}{\exp(hc/\lambda k_BT) - 1} \qquad \left(\frac{W}{m^2 \cdot m} = \frac{W}{m^3}\right)$$

- Wiens forskyvningslov : $\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{dj}{d\lambda}\right) = 0$ gir maksverdi for $dj/d\lambda$ (for en gitt temp. T) når $\lambda \cdot T \approx 2.90 \cdot 10^{-3}$ K·m.

Tilsvarende har dj/df maksverdi når $f/T \approx 5.88 \cdot 10^{10}$ Hz/K



- Eksempler :

→ Mørk skyfri himmel har $T \approx 250$K ⇒ maks $dj/d\lambda$ ved ca 12 μm. Kan gi så stort strålingstap fra bakkenivå (f.eks. fra frontruta på bilen) at det dannes is, selv med varmegrader i lufta.

→ Kroppens overflate har $T \approx 303$ K ⇒ $(dj/d\lambda)_{maks}$ ved ca 10 μm

→ Solas overflate har $T \approx 6 \cdot 10^3$ K ⇒ $(dj/d\lambda)_{maks}$ ved ca 480 nm (blå-grønt)

U-verdier i byggebransjen

$U \stackrel{def.}{=}$ varmetap pr m^2 og pr grad temp.forskjell mellom ute og inne

$$\Rightarrow \quad j = U \cdot (T_i - T_u)$$

Eks : Reisverksveggen s. 112, $j = 5\ W/m^2$, $\Delta T = 30K \Rightarrow \underline{U \approx 0.17\ \frac{W}{m^2 \cdot K}}$

(Byggeforskriftenes krav "Tek10" :

Yttervegg	$U < 0.18$
Tak	$U < 0.13$
Gulv	$U < 0.15$
Vindu	$U < 1.2$)

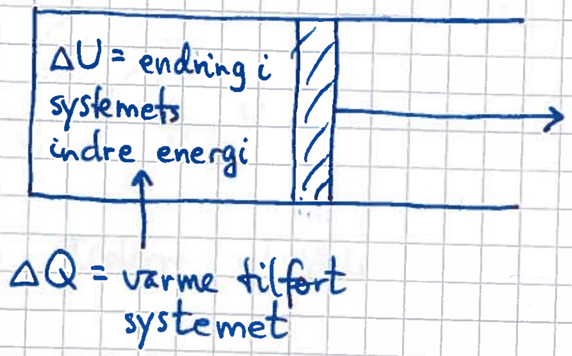
Eks 2: To plan, temp. T_1 og $T_2 = T_1 + \Delta T$; $\Delta T \ll T_1$

$$j = \sigma(T_2^4 - T_1^4)$$
$$= \sigma(T_2^2 + T_1^2)(T_2 + T_1)(T_2 - T_1)$$
$$\approx 4\sigma T^3 \Delta T \quad \Rightarrow U = 4\sigma T^3$$

$(T \approx T_1 \approx T_2)$ $\qquad \approx 5\ W/m^2K$ hvis $T \approx 280K$

Termodynamikkens 1. lov [YF 19,20 ; LHL 15,13]

Uttrykker energibevarelse (som allerede nevnt s. 103):



ΔW = arbeid utført av systemet på omgivelsene

$$\Rightarrow \quad \boxed{\Delta Q = \Delta U + \Delta W}$$

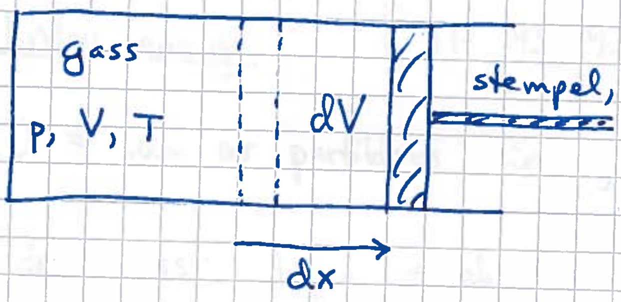
(evt. $đQ = dU + đW$)

prosessvariable

tilstandsfunksjon

Arbeid [YF 19.2 ; LHL 13.5] (se s. 103)

Ser på gass som utvider seg mot et ytre trykk p:



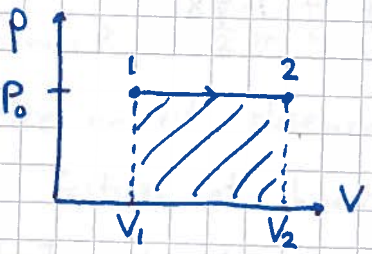
Arbeid utført av gassen på omgivelsene når $V \longrightarrow V + dV$:

$$\underline{đW} \overset{(def)}{=} F \cdot dx = p \cdot A \cdot \frac{dV}{A} = \underline{p \cdot dV}$$

Merk fortegnet: $dV > 0$ gir $đW > 0$

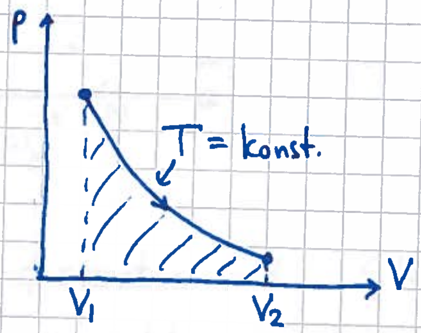
(TMT4106 trolig omvendt!)

Eks 1: Isobar utvidelse



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

Eks 2: Isoterm utvidelse



$$p(V) = Nk_BT/V$$

$$\Rightarrow W = Nk_BT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \underline{Nk_BT \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

Dvs: $\boxed{W = \text{arealet under kurven } p(V)}$

Indre energi

[YF 19.4, 19.6 ; LHL 13.6] (se s. 103)

U = sum av partiklenes kin. og pot. energi

Ideell gass: Ingen vekselvirkninger mellom molekylene

$\Rightarrow$ Ingen pot. energi

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

der $\langle K \rangle$ = midlere kin. energi pr molekyl i gassen

Eks 1: Atomær gass (He, Ne, Ar, ... ; edelgasser)

$$\langle K \rangle = \langle K_{trans} \rangle = \frac{3}{2} k_B T \Rightarrow \underline{U = \frac{3}{2} N k_B T}$$