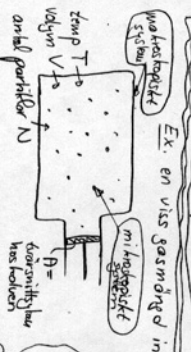


Behåvuller dels hur ett

System (gas vätska eller fast ämne) tryck, temperatur, volym, inre energi, entropi, värme eller arbete vid energiöverföringar (värme och/eller mekaniskt arbete)

Klassiskt termodynamik utvecklad redan på 1700-talet



Ex: en viss sammansättning i en behållare, volym V med rörlig kolb i tryck p.

Regerad på makroskopiska variabler som används i den statistiska mekaniken är: atomens massa, hastighet, energi, position

Exempel på makroskopiska variabler som används i den klassiska termodynamiken är: Volym (V), tryck (p), temp (T), inre energi (E_{int})

Eller som ett system vanligtvis består av oerhört många part. (E_{int} i Cu²⁺ fast ämne eller vätska ~ 10²³ atomer, och 1 Cu²⁺ gas vid normalt tryck och temp ~ 10²³ atomer)

Bestämna värme, inre energi, entropi, etc. för en viss konfiguration av partiklar. Det är då fascinerande att se hur man med hjälp av statistiska metoder, inbegripet fördelningsfunktioner och väntevärdesberäkningar, kan förklara huvuddrag (tryck, temperatur, etc.) i den klassiska termodynamiken.

Ex: I början av 1900-talet började man beräkna värme för en elektrisk resistor (resistor 1/3 E_r vid T=0K). En väntevärdesberäkning för en idealgas ger vad Maxwell-Gibbsens statistiska E_{int} = 3/2 N k_B T.

En annan exempel på samband mellan termodynamik och makroskopisk definition är P = <F> / A, där <F> är tiden för en kraft som kan betraktas utgående från gaspartiklarna i en sekunda.

var behåvuller öka

atomers (molekyler, joner, etc.) statistiska fysik, mekanik

utvecklad i slutet av 1800-talet (Klassisk eller Maxwell-Boltzmann-statistik) och på 1930-talet (kvantstatistik, Fermi-Dirac och Bose-Einstein för ämnen, elektron- och foton gas)

förändringar i de delar som utgör värmekapacitet, A:

<F> = 1/A ∫ dF dt. För en idealgas kan denna

värde relativt enkelt beräknas och p = <F> / A blir = 2/3 V E_{kin,tot} / A

$$pV = \frac{2}{3} E_{kin,tot}$$

där E_{kin,tot} är gaspartiklarnas sammanlagda kinetiska energi

en jämförelse med allmänna gaslagen:

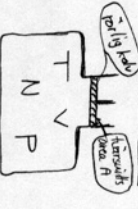
$$pV = N k_B T$$

ger då att: E_{kin,tot} = 3/2 N k_B T eller <E_{int}> = 3/2 k_B T

$$\langle E_{int} \rangle = \frac{3}{2} k_B T$$

Härledning som dessa utgör värme uppgifter i statistisk mekanik

Den här utvärderingen behandlar



idealgasens

tiltstruktur

$$pV = N k_B T$$

k_B Boltzmanns konstant 1,38 x 10⁻²³ J/K

N = antal gaspartiklar

p = tryck (Pa, N/m²)

V = volym (m³)

T = temperatur (K)

västare delens gaser approximerade till idealgaser

En idealgas består av icke-interagerande partiklar; i värdet för värmekapacitet är det naturligt att för en idealgas vid inte alltför stora tryck visar sig idealgaserna en tillräckligt bra utvärdering för att beskriva reella gaser. (temperaturer och tryck som inte är för stora för att kondensera och idealgasapproximationen är tillräckligt bra)

Delar av så att för att teoretiskt beräkna värme för en verklig substans kan man använda sig av ett enkelt modellsystem (ofta kallat "modellgas"). Detta är således inte användbart för att förstå reella gaser utan bara för att förstå icke-interagerande gaser och för att förstå reella gaser. Detta gäller för alla typer av gaser och för alla typer av gaser. Detta gäller för alla typer av gaser och för alla typer av gaser.

Serway behandlar termodynamik i

Kap 19: Termisk jämvikt, utvidgning, utvidgning av gaser

Kap 20: Inre energi, värme, arbete, 1:a huvudsatsen

Kap 21: Kinetisk gas teori

Kap 22: Värmeväxling, Entropi, 2:a huvudsatsen

Kap 19
191-193
 Termost jämvikt Nollte huvudsakliga förändringar: Idealgaslagen

Om två substanser med olika temperatur för en kontakt med varandra sker en temperaturutjämning så att den kallare substansen blir varmare och den varmare blir kallare.

När kropparna uppnått samma temp har termost jämvikt inträffat

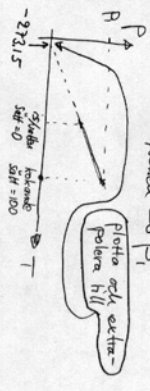
Nollte huvudsakliga förändringar
 : Om objektet A och B var och ett är i termost jämvikt med C är A i jämvikt med B

temperaturer:
 ex Hg-temperatur (Kap 192)

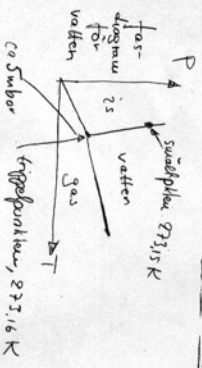
Hg utvidgar sig då temperaturen stiger.
 Närken iskratten och lockkratten delar $t_m = 100$ delar, \Rightarrow Celsiusus temperaturer

gas-temperaturer (Kap 193)

Helt fritt, dels när gasdelensdelen är negligerad \Rightarrow t_m varken $\Rightarrow P_0$ och i lockkratten $\Rightarrow P_1$



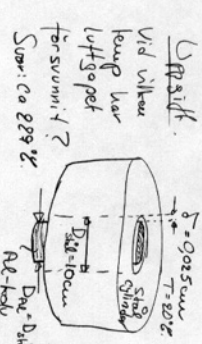
Kelvin-skalan: $T = OK$ absolut nollpunkt
 $T_{Celsius} = T - 273,15$



194
 Termost utvidgning



ex) 10 km järnrör
 temp. från 0°C till 30°C
 $\Rightarrow \Delta L = 12 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 10^3 \cdot 30 = 36m$



Approximativt korrekt för vanliga gasar vid normala tryck/temper
 $PV = n \cdot k_B \cdot T$
 $P_{atm} = P_{gas} (1 + \alpha_{exp} \Delta T)$
 $P_{atm} = P_{gas} (1 + \alpha_{exp} \Delta T)$
 $P_{atm} = P_{gas} (1 + \alpha_{exp} \Delta T)$
 $\Rightarrow \Delta T = 209 K$

195
 Idealgaslagen



Ex) Hur många mol finns det i 1 liter luft vid normal lufttryck och 20°C?

Sam: $n = \frac{PV}{RT} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \cdot 10^{-3} m^3}{8,314 \cdot 293 K} = 0,041 \text{ mol}$

$= 2,5 \cdot 10^{25}$ molekyler

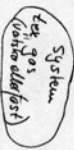
Är fast kropp ~ 1% av förlängning
 \Rightarrow närvarande gasens $\sim 30 \text{ N}$ (dvs. 10 ggr densitet i fast kropp)

$PV = n \cdot k_B \cdot T$

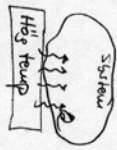
$R =$ allmänna gaskonstanten
 $R = 8,314 \frac{J}{K \cdot mol}$
 $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$

Kap 20 5

Värme (Q), Arbete (W), Inre energi (E_{int}), Självhet (S) och entalpi (H).
 För att beskriva och förstå värme- och kylskåp, värme pumpar krävs begreppen E_{int}, Q och W.

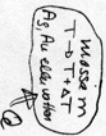


E_{int} = inre energi (interntal) =
 = all kinetisk och rotationsenergi (bas och -
 kors translation, vibration, rotation)
 + Potential energi mellan atomerna



E_{int} kan ökas med energi tillförsel i form av värme genom kontakt med något varmare objekt.
 $Q = \Delta E_{int}$

20.2 Specific heat värme c



För temp. höjning ΔT krävs energi tillförsel:
 $Q = m \cdot c \cdot \Delta T$

$c = \frac{Q}{m \cdot \Delta T}$ [enhet: $\frac{J}{kg \cdot K}$]

energiförändring för att höja temp med 1 grad hos 1 kg vatten, ex.

Vatten: 4180 J

Luft: 387 J

Al: 2090 J

Is: 2090 J

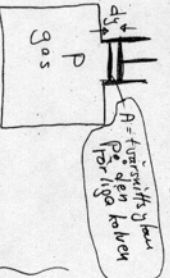
Stål: 418 J

Gläs: 840 J

Alkohol: 2400 J

den energi som öms in eller ut

20.4 Arbete och expansion/kompression av gas 6



Om kolven rör sig långsamt kommer P och T hela tiden att vara väldefinierade: håller en reversibel process

Om kolven rör sig långsamt och lite lite stöcker dy blir gasens volym med $dV = A dx$ och gasen gör ett arbete $dW = F dx = P A dx = P dV$ som alltid är positivt.

Om kolven rör sig snabbt utan att omgivningen ett positivt arbete på gasen som komprimeras i och gasen ett negativt arbete.

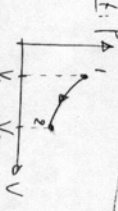
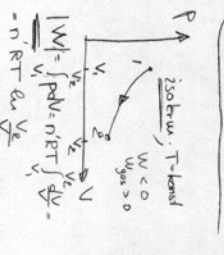
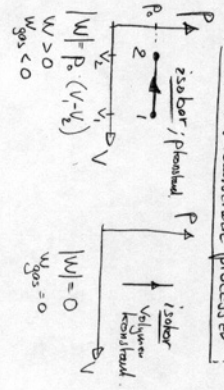
Obs: I Sverige betyder W ett arbete som omgivningen utför på gasen, dvs $W > 0$ om gasen komprimeras och $W < 0$ om gasen expanderar.

Vid volymförändring för vi naturligtvis beaktar att trycket kan ändras. Hur broms på deltagarna i utvärtern vid omgivning, (se konstant temp och konstant tryck etc)

Tillståndstransitioner presenteras ofta i P-V-diagram.

Beholdet av Arbete utföras på av arten under giften

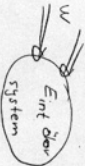
för olika idealiserade processer:



Positivt om gasen expanderar eller $W = - \int P dV$ om gasen komprimeras.
 Sanning sålunda har bara W

$W = \int_{V_1}^{V_2} P dV$
 för isochor, T-const
 $W < 0$
 $W > 0$
 $W_{gas} = 0$
 $W_{gas} < 0$
 $W_{gas} > 0$
 $W = \int_{V_1}^{V_2} P dV = nRT \ln \frac{V_2}{V_1}$

Energiprincip:

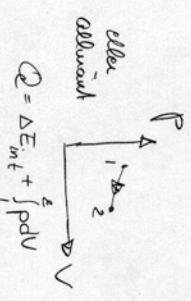
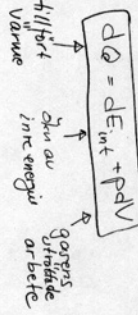


Fyllt för värme + omgivningens arbete = ΔE_{int} på gasen

för små förändringar kan vi skriva:

$$dE_{int} = dQ + dW$$

eller med $dw = -pdv$



Kap 21,1

Vi hade sedan tidigare att för en idealgas är tempen direkt relaterad till gaspartiklarnas kin. energi.

$$\langle E_k \rangle_{medel} = \frac{3}{2} kT$$

och för N st partiklar att:

$$E_{k, total} = \frac{3}{2} NkT$$

Den inre energin $E_{int} = E_{k, total}$

(för idealgas finns ingen potentiell energi (F=ovärsta allra

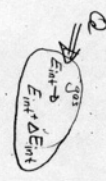
* Fluv. För treatomiga gasmolekyler (ex. N_2, O_2, H_2) tillkommer två frihetsgrader till värmet som rotations energi. Förutom translation, rotation, vibration energi. För två atomiga gaser som enatomiga vid högt tryck. För två atomiga gaser som enatomiga vid lågt tryck. För två atomiga gaser som enatomiga vid högt tryck. För två atomiga gaser som enatomiga vid lågt tryck.

Specificitet för gaser (Kap 21,2)

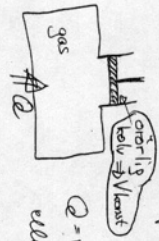
gasvärdet brukar anges i mol och inte i kg och specificitet värmet för gasen definieras då ur:

$$Q = n' c \cdot \Delta T$$

där n' = antalet mol

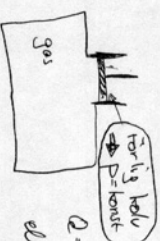


Beräkna på om värme tillförs eller vid konstant volym eller konstant tryck för vi två olika specificitet värmen, nämligen c_v och c_p respektive



$$Q = n' c_v \cdot \Delta T$$

eller $dQ = n' c_v dT$; $c_v = \frac{dQ}{n' dT}$ ($\frac{J}{K \cdot mol}$)



$$Q = n' c_p \Delta T$$

eller $dQ = n' c_p dT$; $c_p = \frac{dQ}{n' dT}$ ($\frac{J}{K \cdot mol}$)

För en gas med idealt gaslagarna gäller:

$$c_v = \frac{3}{2} R$$

(= 1.5 * 8.31 K/mol)

Desutom: alltid gäller $c_p = c_v + R$

$$c_p = \frac{5}{2} R$$

visas tex så här: $E_{int} = E_{k, total} = \frac{3}{2} kT \cdot N = \frac{3}{2} nRT$

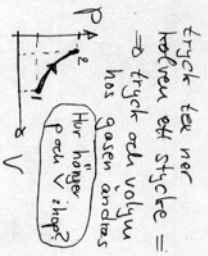
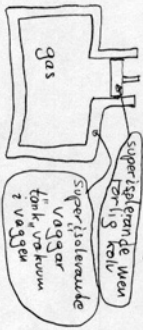
Vi kan alltså alltid skriva $dE_{int} = n' c_v dT$ där $c_v = \frac{3}{2} R$ om enatomig, $c_v = \frac{5}{2} R$ om tvåatomig, $c_v = \frac{6}{2} R$ om treatomig

$$c_p = c_v + R$$

eller $dQ = n' c_p dT$

För isoterma, isobara och isoterma processer ($dV \neq 0$, $dp \neq 0$, $dT = 0$) finns ett värmeutbyte med omgivningen

En process utan värmeutbyte med omgivningen kallas adiabatisk ($Q = 0$).



I:a huvudsatsen kan alltid skrivas:

$$dQ = n'c_v dT + p dV \quad \text{för adiabata } dQ = 0$$

$$\Rightarrow p dV = -n'c_v dT$$

Men allmänna gaslagen gör skillnadsform:

$$p dV + V dp = n' R dT \quad \Rightarrow \quad n'c_v dT; \frac{R}{c_v} = p dV + V dp - p dV$$

$$\Rightarrow 0 = \left(\frac{R}{c_v} + 1\right) p dV + V dp$$

$$\Rightarrow \frac{V dp}{p} = -\frac{V dp}{p} \Rightarrow \gamma \frac{dV}{V} = -\frac{dp}{p} \Rightarrow \int \gamma \frac{dV}{V} = \int -\frac{dp}{p}$$

$$\Rightarrow \gamma \ln \frac{V}{V_0} = -\ln \frac{p}{p_0} \Rightarrow \left(\frac{V}{V_0}\right)^\gamma = \frac{p_0}{p} \Rightarrow p_0 V_0^\gamma = p V^\gamma$$

eller $p V^\gamma = \text{konstant}$ med $\frac{p}{V^\gamma} = \text{konstant}$ oavsett T $T V^\gamma = \text{konstant}$

Samma förhållningvis har vi hittat för fyra processer

	isotora	isobara	isoterma	adiabata
W_{gas}	$\int_{V_1}^{V_2} \frac{p_0 V_0}{V} dV$	$\int_{V_1}^{V_2} p_0 dV$	$\int_{V_1}^{V_2} \frac{p_0 V_0}{V} dV$	$\int_{V_1}^{V_2} \frac{p_0 V_0}{V} dV$
Q	$n'c_v(T_2 - T_1)$	$n'c_p(T_2 - T_1)$	$n'c_p(T_2 - T_1)$	$n'c_v(T_2 - T_1)$
ΔE_{int}	$n'c_v(T_2 - T_1)$	$n'c_v(T_2 - T_1)$	$n'c_v(T_2 - T_1)$	$n'c_v(T_2 - T_1)$

I:a hand: $Q = \Delta E_{int} + W_{gas}$
Så här

$Q > 0$ om värme tillförs gasen
 $W_{gas} > 0$ om gasen utvidgar sig

Sammanfattningsvis har vi fått po° tyta processer

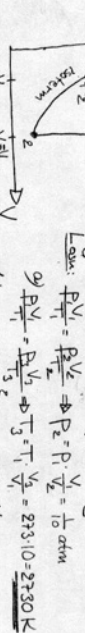
	isobar	isobar	isobar	adiabot
W _{gas}	$P(V_2 - V_1)$	$P(V_2 - V_1)$	$nRT \ln \frac{V_2}{V_1}$	$nC_V(T_2 - T_1)$
Q	$nC_V(T_2 - T_1) + P(V_2 - V_1)$	$nC_P(T_2 - T_1)$	$nC_V(T_2 - T_1)$	0
ΔE_{int}	$nC_V(T_2 - T_1)$	$nC_V(T_2 - T_1)$	0	$nC_V(T_2 - T_1)$

1:a hand: $Q = \Delta E_{int} + W_{gas}$
 Söber

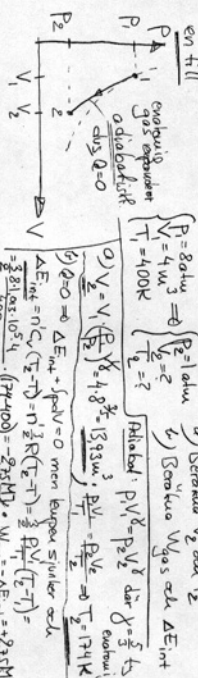
$Q > 0$ om värme tillförs gasen
 $W_{gas} > 0$ om gasen utvidgar sig

Uppgift gasprocess:

Tio liter gas (adumiv) vid 1 atm och 0°C expanderar reversibelt och isotermt till 100 liter, gasen värms åter till vid konstant volym till 1 atm.
 Beräkna: a) den nya temperaturen b) W_{gas} c) Q

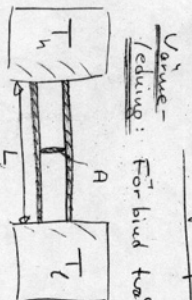


nR har bemäts ut
 gaslagen: $nR = \frac{PV}{T} = 3.14$
 $\frac{1}{2} W_{gas} = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} = 2.33 kJ$
 $\frac{1}{2} Q = 2.33 kJ + \frac{3}{2} nR(T_3 - T_2) = 1.6 kJ$
 $Q = 3.93 kJ$
 $T = 273 K$
 $T_3 = 373 K$
 $T_2 = 273 K$
 $T_1 = 273 K$



(10)

2.01 Energiöverföring



l = värmeledningsförmågan
 värdigt område för

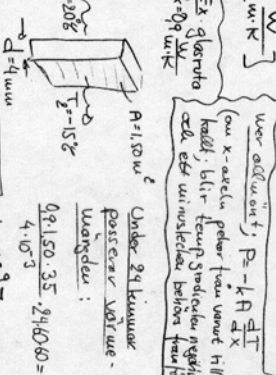
vätskor, α :
 $\alpha_{Cu} = 399 \frac{W}{mK}$
 $\alpha_{Ag} = 429 \frac{W}{mK}$

isolatorer av glas: $0.9 \frac{W}{mK}$
 $25: 2 - 11$
 gaser, α :
 $H_2: 0.02 \dots$
 $He: 0.17 \dots$

konvektion i gas
 tar luft på densitetsvariationer (uppvärmd luft för lågare densitet och sjunker (Archimedes princip))

(detta sker värmlösa värmeöverföringar. Luftvet cirkulerar utifrån en pump.)
 " " " " " "

Energiöverföring per tidsenhet =
 $P = kA \frac{T_h - T_c}{L}$ [mln J/s = W]
 var adumiv: $P = kA \frac{dT}{dx}$
 om x-axeln pekar från varmt till kallt, blir temp gradienten negativ och ett minus tecken behövs framför



Ex: En vägg till ett kylrum består av 3 skikt
 1. 10 cm sticl (k=0.8 W/mK) 2. 2 cm luft (k=0.023 W/mK) 3. 3 cm tegel (k=0.15 W/mK)
 Hur stort är värmeöverföringsform? 2?
 Om rummets temperatur är Tc = 15°C och uttemperaturlen är Th = 30°C

Sammanfatta alla tre skikten!
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$
 $\frac{1}{k_{eff}} = \frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \frac{L_3}{k_3}$
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$

Stefan Boltzmanns

Strålning (elektron- och fotonstrålning) som är utsläppt från alla kroppar i ett visst område.
 $E = \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot A$
 där ϵ är emissivitet (0-1) och σ är Stefan-Boltzmanns konstant ($5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^2}$)
 " " " " " "

Enligt luft värmekapacitet C_p för luft vid konstant tryck är $C_p = 1.005 \frac{kJ}{kg K}$
 Om vi har en luftmassa m vid en temperatur T och vi värmer den till T+ ΔT så är den tillförliggande energin $Q = m C_p \Delta T$
 Detta är samma som den energi som strålar ut från ytan av objektet.
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$
 $P = k_{eff} A \frac{T_h - T_c}{L_{tot}}$

(11)

Kap 21 Idealgas

V. har redan behandlat de viktigaste resultaten. Här är kort repetition.

21.1 $\langle E \rangle$ medel världen av $E = \frac{3}{2} k_B T$ (formeln $\frac{3}{2} k_B T$ per frihetsgrad)

Om N partiklar: Inre Energi = $E_{int} = N \frac{3}{2} k_B T = \frac{3}{2} N k_B T$

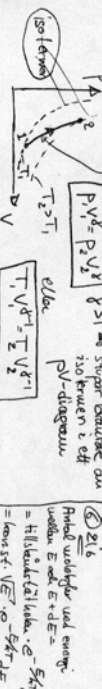
För tvåatomiga gasmolekyler (ex N_2, O_2, H_2, \dots) tillkommer två frihetsgrader då molekylerna kan rotera och ha rotationsenergi kring två axlar. Efter som rotation, gas energikonstanten kräver viss kinetisk energi i gasen uttrycker tvåatomiga gaser som tvåatomiga vid tillräckligt låga temperaturer. För höga temp har bit av rotationstillståndstillkommer ytterligare 2 frihetsgrader då molekylerna kan förflyttas i yttre rymden (vibration och transl som beaktas).

21.4 Förhållningsprincipen: Den medel världen av E_{int} är lika stor som den medel världen av E_{ext} för partiklar i jämvikt med omgivningen.

Samma sak för tillståndets inre energi: $E_{int} = \frac{3}{2} N k_B T$

21.2 $C_V = \frac{dQ_C}{dT} = \frac{dE_{int} + pdV}{dT} = \frac{dE_{int}}{dT} + \frac{pdV}{dT}$
 $C_V = \frac{dQ_C}{dT} = \frac{dE_{int} + pdV}{dT} = \frac{dE_{int}}{dT} + \frac{pdV}{dT}$
 $C_V = \frac{dQ_C}{dT} = \frac{dE_{int} + pdV}{dT} = \frac{dE_{int}}{dT} + \frac{pdV}{dT}$
 $C_V = \frac{dQ_C}{dT} = \frac{dE_{int} + pdV}{dT} = \frac{dE_{int}}{dT} + \frac{pdV}{dT}$

21.3 Adiabatt $(Q=0)$ $pV^\gamma = \text{konst}$
 $pV^\gamma = \text{konst}$
 $pV^\gamma = \text{konst}$
 $pV^\gamma = \text{konst}$



21.5 Sollinans varldningsprincipen: Sannolikheten att hitta en gaspartikel med energi E, antas exp som $e^{-\beta E}$

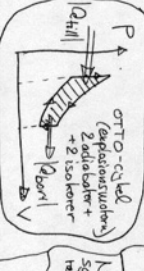
$N = \text{konst} \cdot e^{-\beta E}$
 $N = \text{konst} \cdot e^{-\beta E}$
 $N = \text{konst} \cdot e^{-\beta E}$
 $N = \text{konst} \cdot e^{-\beta E}$
 $N = \text{konst} \cdot e^{-\beta E}$

Kap 22 Varmslagning Entropi och 2:a huvudsatsen

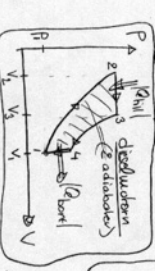
22.1 Varmslagning: För in varme och använder en del till arbete; resten släpps ut som spillvärme om möjligt som arbete av ett uttryck för varme (allt ut en (du väntar) förväntningar av 2:a huvudsatsen)



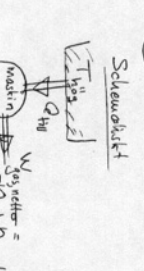
Karnotprocess: Om 2:adebolter och Carnotprocess. Ditt kan delprocesser sätta samman så att gasen rör sig tillbaka till begynnelse tillstånd. Eller en cykel (eff var) är den inre energi, E_{int} ökar/ändras.
 2:a huvudsatsen ger då att: $\Delta E_{int} = 0$ och 1:a huvudsatsen ger då att: $Q_{in} = W_{gas}$ dvs till fört varme (med väten + eller -) under varvet runt = av gasen uttryckt arbete netto under varvet runt.



Otto-cykel (Elastionsvarm, Radiations + isolator) Nettoutsläpp = $\int p dV =$ den om-slutna arean som gasen uttrycker per varvet runt.



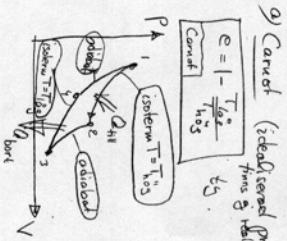
Dieiselslagning: För att få en om-slutna yta i p-V-diagram krävs både tillräckligt och bort för-slag av varme. Med 1:a huvudsatsen gäller alltså: $W_{netto} = Q_{in} - Q_{out}$



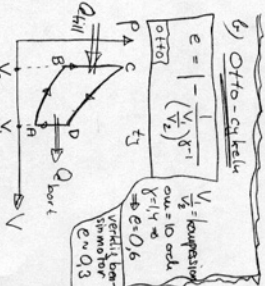
Stirlingcykel: Varmslagning e. del: $e = \frac{W_{netto}}{Q_{in}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}}$

Om $Q_{out} = 0$ blir $e = 1$ (100%). Detta är omöjligt 2:a huvudsatsen om möjligt (Kelvin-Plancks förmutning).

Ex Verkningsgrader for Otto-cykel (Ebenmotor)



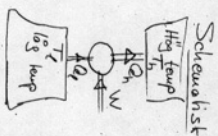
1-2: $\Delta E_{int} = 0 \Rightarrow T_1 = T_2 = T_{k03} = \text{konst.}$
 $|Q_{H1}| = \int p dV = n R T_{k03} \ln \frac{V_2}{V_1}$
 3-4: $|Q_{K1}| = n R T_{k03} \ln \frac{V_4}{V_3}$
 $\eta_{\text{Otto}} = \frac{|Q_{H1}| - |Q_{K1}|}{|Q_{H1}|} = \frac{T_{k03} \ln \frac{V_2}{V_1} - T_{k03} \ln \frac{V_4}{V_3}}{T_{k03} \ln \frac{V_2}{V_1}}$



1-2: $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \Rightarrow T_2 = T_1 r^{\gamma-1}$
 3-4: $T_3 V_3^{\gamma-1} = T_4 V_4^{\gamma-1} \Rightarrow T_4 = T_3 r^{\gamma-1}$
 $\eta_{\text{Otto}} = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{T_3 r^{\gamma-1}}{T_1}$
 For $r=10, \gamma=1.4$: $\eta_{\text{Otto}} = 1 - \frac{1}{10^{0.4}} = 1 - 0.377 = 0.623$

Om opgavte: Beregn ϵ for dieselcykel med $r=18$ og $\gamma=1.4$
 $\epsilon = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{T_3 r^{\gamma-1}}{T_1}$
 $T_3 = T_2 = T_1 r^{\gamma-1} = T_1 \cdot 18^{0.4} = T_1 \cdot 3.18$
 $\epsilon = 1 - \frac{3.18^{\gamma}}{18^{\gamma-1}} = 1 - \frac{3.18^{1.4}}{18^{0.4}} = 1 - \frac{3.18^{1.4}}{3.18^{1.4}} = 1 - 1 = 0$ (Note: This calculation is incorrect in the original image, likely due to a typo in the exponent or base.)

Varmpumpe og Kølsløp



Schemahst: $|Q_H| = |Q_K| + |W|$
 I en husevarmer er energistruket for at T_H varmevægsenergi $|Q_H|$ fra utryk ved temp T_H eller leverer $|Q_K|$ til ut-ryk ved temp T_K

Varmpumpe Verkningsgrad eller COP = $\frac{|Q_H|}{|W|}$
 Kølsløp COP = $\frac{|Q_K|}{|W|}$

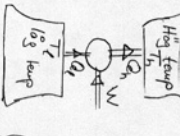


om Carnot (med varmtres anløp): $\text{COP} = \frac{|Q_H|}{|W|} = \frac{|Q_H|}{|Q_H| - |Q_K|} = \frac{1}{1 - \frac{T_K}{T_H}} = \frac{T_H}{T_H - T_K}$
 For $T_H = 293 \text{ K}, T_K = 273 \text{ K}$: $\text{COP} = \frac{293}{293 - 273} = \frac{293}{20} = 14.65$

Om opgavte: Hur stor effekt erfordres for at drive et kylsløp (operat som en rektet Carnot maskin) så att rummen blir vid 0°C om man for drifkølsløp leverer 8 MW av varmtres energi.
 Lös: Carnot: $\frac{|Q_H|}{|Q_K|} = \frac{T_H}{T_K}$ där $|Q_H| = 8 \text{ MW}$
 $|Q_K| = |Q_H| \frac{T_K}{T_H} = 8 \text{ MW} \cdot \frac{273}{293} = 7.4 \text{ MW}$
 $|W| = |Q_H| - |Q_K| = 8 \text{ MW} - 7.4 \text{ MW} = 0.6 \text{ MW}$
 COP = $\frac{293}{293 - 273} = 14.65$

Varmepumpe eller Kølsløp

Schematisert:



I et hvarstages \Rightarrow
 $|Q_H| = |Q_L| + W$

Energien tilføres for at få varmen $|Q_H|$ fra utgangspunkt ved temp. T_L og leveres $|Q_H|$ til utgangspunkt ved temp. T_H

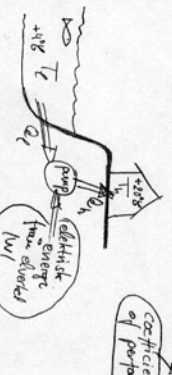
(Tag varme fra $l\ddot{o}g$ temp og (giver vid $h\ddot{o}g$ temp))
 Kræver energi til for at drive arbeidet på gassen, omloppstakningen og udstøtningen

2. a. hvarstages for varmen i alle klasser: Varme strømmet ind i sporskåret fra kølet væsk

Varmepumpe Verkningsgrad eller COP = $\frac{|Q_H|}{W}$



2 vertikale
 typisk rødt



om Carnot (ved arbejde udløses) hftving

$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_H}{T_L} = \frac{273}{27}$

$COP = \frac{|Q_H|}{W} = \frac{|Q_H|}{|Q_H| - |Q_L|} = \frac{1}{1 - \frac{27}{273}} = 10$

for eksempel pump
 eller Bølge till elektricitet
 for en varme-tilførelse på 30 kWh og en tilførelse på 3 kWh i et hus

Kølsløp $COP_{ref} = \frac{|Q_L|}{W} = \frac{|Q_L|}{|Q_H| - |Q_L|} = \frac{1}{\frac{Q_H}{Q_L} - 1}$

om effektivitet: Hvor stor effekt erfordres for at drive et kølsklop (optimalt som en revideret Carnot maskine)
 Så at temperaturen blir vid Q_L om man for det behøver varme bort 8 MW

Loose: Carnot: $\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_H}{T_L}$ og $Q_L = 8 \text{ MW}$
 $Q_H = \frac{273}{27} \cdot 8 \text{ MW} = 80.8 \text{ MW}$
 $W = Q_H - Q_L = 72.8 \text{ MW}$
 $COP = \frac{Q_L}{W} = \frac{8}{72.8} = 0.11$

2:a huvudsaker och Entropi: S

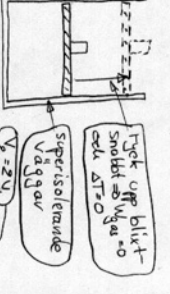
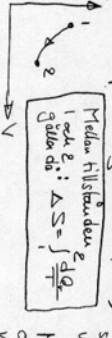
Fins en värd formuleringar av 2:a huvudsaker:
 H \ddot{o} r \ddot{a} en: Omg \ddot{a} ngigt och konstruera en kretsprocess (för värmekälla) som gör utvärderat arbete av df i inget värme. se Fig 224

2:a huvudsaker: Man kan inte få värme att strömma spontant från ett k $\ddot{a}ll$ till ett varmare k $\ddot{a}ll$ utan att bestämma från kallt till varmt. T. se Fig 226

en tredje: Entropin (total) kan inte minska i ett isolerat system $\Delta S \geq 0$

För isolerade system (ex. superisolerad beh $\ddot{a}ll$ eller universum) gäller att de strövar mot en högre grad av ordning och för att beskriva denna, ordning har entropi begreppet in förts.
 (K $\ddot{a}ll$ ordning \rightarrow S ökar)

Entropiändring $dS = \frac{dq}{T}$



Ex: Om tv expansion till dubbla volymen (T of \ddot{a} ndras) och $\Delta S = \int \frac{dq}{T} = nR \ln \frac{V_2}{V_1}$

om Enheten för värme vid n R $\ln \frac{V_2}{V_1}$ och $\Delta S = \int \frac{dq}{T} = nR \ln \frac{V_2}{V_1}$
 Allt annat för: id \ddot{a} ngens från 1 till 2: $S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}$

2:a huvudsaker: Om man antar att alla mikrostatistiska tillstånd är lika sannolika, så inner man att det fr \ddot{a} ng oförändring i tv. Men om man antar att det koordinat är olika, är tv. med annat sätt man kan förändra partitioner, man tar 1 och 2 en beh $\ddot{a}ll$ are
 Entropi: $S = k_B \ln \Omega$
 Om man antar att alla mikrostatistiska tillstånd är lika sannolika, så inner man att det fr \ddot{a} ng oförändring i tv. Men om man antar att det koordinat är olika, är tv. med annat sätt man kan förändra partitioner, man tar 1 och 2 en beh $\ddot{a}ll$ are