Termodynamik - Slafs Aron Granberg, Daniel Kempe, Mårten Wiman

 $pV = \frac{2}{2}U$

Utvidgning

$$\begin{split} \kappa &= -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \, [\mathrm{Pa}^{-1}] \\ \mathrm{Isobar volymutvidgningskoefficient} \\ \alpha_V &= \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \, [\mathrm{K}^{-1}] \end{split}$$
Relativa volymändringen $\frac{dV}{V} = -\kappa \cdot dp + \alpha_V \cdot dT$

Kinetisk gasteori

m = massan per partikel [kg]Molara massan $M = mN_A$ $\nu R = N k_B$ $n = \frac{N}{V}$ $v_p = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ $v_{rms} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3} \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ $\langle E_k \rangle = \frac{3k_B T}{2}$ Ekvipartitionsprincipen $U = Nk_BT \cdot \frac{1}{2} \cdot (\#\text{frihetsgrader}) [J]$ Energi i enatomig gas $U=N\frac{m\langle v^2\rangle}{2}=\frac{3}{2}Nk_BT$ [J] Notera $Nk_BT=pV$

Konstanter

Massenhet

Avogadros

Plancks

Boltzmanns

Gaskonstanten

Ljushastigheten

Arbete vid sömn

Jordens radie

Månens radie

Sveriges area

Stefan-Boltzmanns

Vettiga värden

Värmekapacitet cluft

Energidensitet trä

Energidensitet kol

Energidensitet fett

Energidensitet bensin

Sveriges elkonsumption

Världens elkonsumption

Sveriges energikonsumption

Världens energikonsumption

Energidensitet uran

Energidensitet Li-ion batteri

Lätt arbete utvecklar vid 25% eff.

Energibehov människa (3000 kcal)

Medelfri väg $l = \frac{k_B T}{\sqrt{2\pi} d^2 p} = \frac{1}{n\sigma\sqrt{2}}$ Där d = partikelns diameter $\nu^* = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k_B T}} = \frac{1}{4} n \langle v \rangle [\text{s}^{-1} \text{m}^{-2}]$ Maxwell-Boltzmanns hastighetsfördelning $n(v) = \mathbf{K} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2k_BT}}$ om $\int n(v) = \frac{N}{V}$, dvs om normaliserat

Värme

 mol^{-1}

 $\mathrm{J}\,\mathrm{K}^{-1}$

J s

 $\mathrm{m}\,\mathrm{s}^{-1}$

 $\rm J \, mol^{-1} \, K^{-1}$

 ${
m W}\,{
m m}^{-2}\,{
m K}^{-4}$

 $W kg^{-1}$

 MJd^{-1}

 ${
m kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}}$

 $MJ kg^{-1}$

 $MJ kg^{-1}$

 $MJ kg^{-1}$

 $MJ kg^{-1}$

 ${
m MJ\,kg}^{-1}$

W

W

W

 $MJ kg^{-}$

W

 $_{\mathrm{m}}$

m

 m^2

 $1.66054 \cdot 10^{-27}$

 $6.02214 \cdot 10^{23}$

 $1.38065 \cdot 10^{-23}$

 $5.6704 \cdot 10^{-8}$

299 792 458

 $6.62607\cdot 10^{-34}$

8.3145

55-75

 $6.4 \cdot 10^{6}$

 $1.7 \cdot 10^{6}$

 $4.5\cdot 10^{11}$

0.3 - 0.9

 $1.5\cdot 10^{10}$

 $2.1\cdot 10^{12}$

 $7.4 \cdot 10^{10}$

 $1.5\cdot 10^{13}$

1.007

16

 24

37

44 $8.1 \cdot 10^{7}$

12

R

 σ

h

 $K = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}$

Energi för att förändra temp. $\Delta Q = mc\Delta T$ [J] Molar isokor värmekapacitet ideal gas $C_V = \frac{1}{\nu} \frac{dU}{dT} [\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}]$ Enatomig ideal gas har $C_V = \frac{3}{2}\bar{R}$ Molar isobar värmekapacitet ideal gas $C_p = C_V + R \, [\text{J mol}^{-1} \, \text{K}^{-1}]$ Molar värmekapacitet fast kropp $C_m = 3R \, [\text{J mol}^{-1} \, \text{K}^{-1}]$

Adiabatiska processer

 C_n = isobara molara värmekapaciteten C_V = isokora molara värmekapaciteten $\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{c_p}{c_V}$

Kemi

Kol

Atom

$pV^{\gamma} = \text{konst.}$
$Tp^{(1-\gamma)/\gamma} = \text{konst.}$
$TV^{\gamma-1} = \text{konst.}$
Adiabatiskt arbete på en gas
$W = -\int_{0}^{1} p dV = \frac{p_{1}V_{1} - p_{2}V_{2}}{1 - \gamma}$
$V = \int_0^{\rho} dr = 1 - \gamma$

Matematik

Sfär: $A = 4\pi r^2$; $V = \frac{4\pi r^3}{2}$

Värmetransport $\lambda = V\ddot{a}rmekonduktivitet$

 $\alpha = {\it V\"{a}}{\it r}$ meövergångskoefficient $U = \frac{\lambda}{d} [\text{W K}^{-1} \text{ m}^{-2}]$ Konvektion $U = \alpha \, [\text{W K}^{-1} \, \text{m}^{-2}]$ Värmemotstånd $\frac{1}{U} = \sum \frac{1}{U_i}$ Värmeflöde $\Phi = UA (T_i - T_u)$ Kom ihåg: Vid jämvikt är värmeflödet konstant, och i t.ex en vägg är värmeflödet konstant genom hela väggen.

Första huvudsatsen

Arbete på en gas dW = -pdVEnergiutbyte med omgivningen dQ = dU + pdVDerivatan av inre energi dU = dQ + dW = dQ - pdV

He

6

Vid isokor process
$$dU = \nu C_V dT$$
 Arbete på en gas
$$W = -\int_1^2 p dV$$
 Isotermt kompressionsarbete på en gas
$$W_T = -\nu RT \ln \left(\frac{V^2}{V_1}\right)$$
 Isobart kompressionsarbete på en gas
$$W_p = -p_2(V_2 - V_1)$$
 Isokort arbete på en gas
$$W_V = 0$$

Andra huvudsatsen

Tillförs dQreversibelt till ett system så är Reversibel process i slutet system $\Delta S = 0$

Irreversibel process i slutet system $\Delta S > 0$

Ovrigt om entropi

 $T = 0 \Rightarrow S = 0$

W =antal möjliga mikroskopiska tillstånd $S = k_B \ln W$

Om S_A är entropi för system A och S_B entropi för system B så har S_A och S_B sett som ett enda system entropin

$$S_{A \cup B} = S_A + S_B$$

Need proof $\Delta S = \nu C_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + \nu R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}$

Entalpi H = U + pV

1.4

$$\begin{split} dH &= dU + pdV + Vdp \\ \text{Fria energin (Helmholtz funktion)} \\ F &= U - TS \\ dF &= dU - TdS - SdT \\ \text{Fria entalpin (Gibbs funktion)} \\ G &= F + pV \\ \text{ska vi kunna detta?} \\ dG &= -SdT + Vdp + \mu N \end{split}$$

Vid isoterm process så är dW = dF

Vid fasövergång är H ej kontinuerlig (med avseende på temperatur), G är kontinuerlig men dess derivata är inte det

H = G + TS

Carnotprocesser

 $T_H \ge T_C$ Q_H Värme som tillförs vid T_H \dot{Q}_C Värme som tillförs vid T_C $\frac{|Q_H|}{T_H} = \frac{|Q_C|}{T_C}$ $-W = Q_H + Q_C$ (termer kan vara negativa) $|W| = |Q_H| - |Q_C|$

 $\left(p + \frac{a_0}{v^2}\right) \cdot (v - b_0) = RT$

 $\varepsilon(\nu) + \rho(\nu) + \tau(\nu) = 1$

 $\varphi = \varepsilon \sigma T^4 [W/m^2]$

 $\varepsilon(\nu) = \alpha(\nu)$

Van der Waals tillståndsekvation

Kirchoffs lag

Strålningstäthet

2.49 CO_2 1.3 1.3

 C_V/R

1.52

Ämne

Luft

 H_2 2.44 H_2 1.4Kväve $N^{\tilde{2}}$ Syre O^2 2.51 H_2O Neon 10 2.53 Glöm inte bort att molekyler är flera atomer

Substans

Ämne	Densitet	$[\mathrm{kg}\mathrm{m}^{-3}]$
Kol		1050
Vatten		1000
Järn		7844
Luft		1.275
Helium		0.1785
Väte		0.0899
Nysnö		60
Packad snö		400
Is		850

Atomnummer

Tillståndsekvationer för gaser

 $M = \text{molara massan [kg mol}^{-1}]; m = \text{totala massan i systemet [kg]}$ $\rho = \frac{m}{V}; p = \frac{\rho RT}{M} = \frac{N k_B T}{V} = \frac{\nu RT}{V}; \nu = \frac{m}{M}$ $b \approx \text{molekylens volym}; a \approx \text{växelverkan mellan partiklar}$

$$b\approx$$
molekylens volym; $a\approx$ växelverkan mellan partiklar
$$U(T)$$

$$p=\frac{Nk_BT}{V-Nb}-a\left(\frac{N}{V}\right)^2 \qquad \text{Van der Waals tillståndsekvation} \qquad \varphi=b_0=bN_A; a_0=aN_A^2; v=\frac{V}{\nu} \qquad \qquad E=$$

Strålning

 $\varepsilon = \text{emissivitet}; \alpha = \text{absorptionsfaktor}$ $\rho = \text{reflexionsfaktor}; \tau = \text{transmissionsfaktor}$ $\nu = \text{frekvens} = \frac{c}{2}$ Svartkropp $\Rightarrow \varepsilon = 1$ $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3}$

 $\Phi = A\varepsilon\sigma T^4 \text{ [W]}$ Strålningsintensitet $\frac{h\nu_{max}}{k_BT}=2.821$ Wiens förskjutningslag frekvens $\frac{hc}{\lambda_{max}k_BT} = 4.965$ Wiens förskjutningslag våglängd skippa? $\lambda_{max}T = 2.898 \cdot 10^{-3} \mathrm{m}\,\mathrm{K}$ Wiens förskjutningslag våglängd

 $u(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\frac{h\nu}{c^{\frac{h\nu}{BPT}}}} [\mathrm{J}\,\mathrm{s}\,\mathrm{m}^{-3}]$ Planck-fördelningen

 $U(T) = V \frac{\pi^5}{15} \cdot \frac{8h}{c^3} \left(\frac{k_B T}{h}\right)^4 [J]$ Total energi hålrumsstrålning $\varphi = \frac{1}{4V}U(T)c = \sigma T^4$ Strålningstäthet hålrumsstrålning $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ [J] Fotonenergi