Løysing TFY 25 Fysikk (Elektr. ...) 26/8-94

Oppgåve 1

(a) Ved fullstendig varmeisolasjon blir det ingen varmegjennomgang, så vi har adiabatisk tilfelle $pV^\gamma = p_0V_0^\gamma$ $(\gamma = 1{,}40)$

Arbeid utført av „innelufta" på stempelet:

$$W_{ad} = \frac{1}{\gamma-1}(p_0V_0 - pV) = \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left(1 - \frac{pV}{p_0V_0}\right) = \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left(1 - \left(\frac{V_0}{V}\right)^\gamma \frac{V}{V_0}\right) =$$

$$= \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left(1 - \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\gamma-1}\right) = \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left(1 - \frac{1}{(1+\Delta V/V_0)^{\gamma-1}}\right)$$

$$V - V_0 = \Delta V = Ax$$

Arbeid som må leverast frå stempelet til lufta:

$$E_p = -W_{ad} + p_0Ax = -\frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left\{1 - (1 + Ax/V_0)^{-\gamma+1}\right\} + p_0Ax$$

der siste leddet skriv seg frå „utelufta". Omforming:

$$\underline{\underline{E_p = \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left\{(1+Ax/V_0)^{-\gamma+1} - 1 + (\gamma-1)Ax/V_0\right\}}}$$

(b) Ved isoterm utviding utfører „innelufta" eit arbeid

$$W_{it} = p_0V_0 \ln(V/V_0) = p_0V_0\ln\left(1+\frac{\Delta V}{V_0}\right) = p_0V_0\ln(1+Ax/V_0)$$

I dette isoterme tilfellet, må stempelet levera eit arbeid

$$E_{p,it} = -W_{it} + p_0Ax = \underline{p_0V_0\left\{Ax/V_0 - \ln(1+Ax/V_0)\right\}}$$

$x = -10^{-1}$

a) $W_{ad} - p_0Ax = \frac{p_0V_0}{\gamma-1}\left(1 - \left(\frac{1}{1+\frac{Ax}{V_0}}\right)^{\gamma-1}\right) - p_0Ax = \frac{10^5\cdot10^{-3}}{1{,}4-1}\left(1 - \left(\frac{1}{1-\frac{10^{-4}\cdot10^{-1}}{10^{-3}}}\right)^{1{,}4-1}\right) + 10^5\cdot10^{-4}\cdot10^{-1}$

$= 2{,}5\cdot10^2\left(1 - \left(\frac{1}{0{,}99}\right)^{0{,}4}\right) + 1 = 2{,}5\cdot10^2(1 - 1{,}0040282) + 1 = -1{,}0070564 + 1 = \underline{-0{,}00706\ \mathrm{J}}$ Tilført stempel frå lufta.

$E_p = -W_{ad} + p_0Ax = 0{,}00706\ \mathrm{J} = \underline{7{,}06\cdot10^{-3}\ \mathrm{J}}$ Tilført utanfrå til stempel og vidare til gassen.

b) $W_{it} - p_0Ax = p_0V_0\ln(1+Ax/V_0) - p_0Ax = 10^5\cdot10^{-3}\ln\left(1 + \frac{10^{-4}\cdot10^{-1}}{10^{-3}}\right) + 10^5\cdot10^{-4}\cdot10^{-1} = 10^2\ln 0{,}99 + 1 = -1{,}005033 + 1$

$= -0{,}00503\ \mathrm{J}$

$E_{p,it} = -W_{it} + p_0Ax = 0{,}005033\ \mathrm{J} = \underline{5{,}03\cdot10^{-3}\ \mathrm{J}}$

Oppgave 1

c)

$$p_0 V_0^\gamma = p V^\gamma = p\,(V_0 + A x)^\gamma$$

$$p = p_0 \left(\frac{V_0}{V}\right)^\gamma = p_0 \left(1 + \frac{A}{V_0} x\right)^{-\gamma}$$

Tilbakeføringskrafta $F_s = (p - p_0) A =$

$$= -p_0 A \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) = -p_0 A \left(1 - \frac{1}{(1 + \frac{A}{V_0} x)^\gamma}\right)$$

Når x er positiv, er F_s negativ (og omvendt)

For $x = -0{,}1\,m$ får me

$$F_s = -10^5 \cdot 10^{-4} \left(1 - \frac{1}{(1 - \frac{0{,}0001}{0{,}001} \cdot 0{,}1)^{1{,}4}}\right) = 0{,}1427 N = 0{,}142\ N$$

d) Binomialutvikling:

$$-F_s = p_0 A \left\{1 - \left(1 + \frac{A}{V_0} x\right)^{-\gamma}\right\} = p_0 A \left\{1 - 1 + \gamma \frac{A}{V_0} x\right.$$

$$\left. - \frac{-\gamma(-\gamma-1)}{1 \cdot 2} \left(\frac{A}{V_0} x\right)^2 + \cdots \right\} = \gamma p_0 \frac{A^2}{V_0} x \left(1 - \frac{\gamma+1}{2} \frac{A}{V_0} x + \cdots\right)$$

Stivheten av luftfjøra ved små utsving: $S_0 = \lim_{x \to 0} \frac{-F_0}{x}$

$$S_0 = \gamma \frac{p_0 A^2}{V_0} = 1{,}4 \cdot \frac{10^5 (10^{-4})^2}{0{,}001} = 1{,}40\ N/m$$

e) 1 % avvik når neste ordens ledd er 100 gonger mindre (i tallverdi)

$$\frac{\gamma+1}{2} \frac{A}{V_0} |x| = 10^{-2} \qquad |x| = 0{,}02 \frac{V_0}{(\gamma+1) A} = 0{,}02 \frac{0{,}001}{(1{,}4+1)\, 10^{-4}} =$$

$$= 0{,}083\ m = 83\ mm$$

f) Sjå etter punkt (h)

(a) $m\ddot{x} + \cancel{R}\overset{b}{}\dot{x} + S_0 x = 0$ er diff. likn. for små utsving

$$\ddot{x} + \frac{\cancel{R}b}{m}\dot{x} + \frac{S_0}{m}x = 0$$

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \qquad \delta = \frac{\cancel{R}b}{2m} \qquad \omega_0^2 = \frac{S_0}{m}$$

$$x = Ae^{-\delta t}\cos(\omega_d t + B) \qquad \omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

$$\omega_d = \frac{2\pi}{T_d} \qquad S' = m\omega_0^2 = m(\omega_d^2 + \delta^2) = m\left\{\left(\frac{2\pi}{T_d'}\right)^2 + \left(\frac{b}{2m}\right)^2\right\}$$

Nå er $S_0 = \frac{\gamma p_0 A^2}{V'} = S'$ $\qquad V' = \frac{\gamma p_0 A^2}{S'} = \frac{\gamma p_0 A^2}{m\omega_0^2}$

$$V' = \frac{\gamma p_0 A^2}{m(\omega_d^2 + \delta^2)} = \frac{\gamma p_0 A^2}{m\left\{\left(\frac{2\pi}{T_d'}\right)^2 + \left(\frac{\cancel{R}b}{2m}\right)^2\right\}}$$

$$\omega_d = \frac{2\pi}{T_d} \qquad \omega_0 = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{T_d'}\right)^2 + \left(\frac{\cancel{R}b}{2m}\right)^2} \qquad \delta = \frac{\cancel{R}b}{2m}$$

$$\left(\gamma = \frac{\delta}{\omega_0} = \frac{b\cancel{R}/2m}{\sqrt{(2\pi/T_d')^2 + (\cancel{R}b/2m)^2}}\right) \qquad S' = m\omega_0^2 = \left(\left(\frac{2\pi}{T_d'}\right)^2 + \left(\frac{\cancel{R}b}{2m}\right)^2\right) m$$

Tallverdier $\quad \omega_d = \frac{2\pi}{2} = 3{,}14$ rad/s

$$\delta = \frac{\cancel{R}b}{2m} = \frac{0{,}05}{2\cdot 0{,}05} = \frac{1}{2} = 0{,}5\ s^{-1}$$

$$\omega_0 = \sqrt{3{,}14^2 + 0{,}5^2} = 3{,}18\ \text{rad/s}$$

$$\left(\gamma = \frac{\delta}{\omega_0} = \frac{0{,}5}{3{,}18} = 0{,}157\right)$$

$$V' = \frac{1{,}4\cdot 10^5\, 10^{-4\cdot 2}}{0{,}05\cdot 3{,}18^2} = 0{,}00277\ m^3$$

$$S' = m\omega_0^2 = 0{,}05\cdot 3{,}18^2 = 0{,}05\cdot 10{,}12 = 0{,}506\ \text{N/m}$$

(h) Aperiodisk rørsle når ω_d blir imaginær.
Med fast m og ~~R~~b er δ fast. Grensetilfellet er då gitt av at $\omega_0 = \delta$

$$S'' = \omega_0^2 m = \delta^2 m = \left(\frac{\cancel{R}b}{2m}\right)^2 m = \frac{b^2 \cancel{R^2}}{4m}$$

$$V'' = \frac{\gamma p_0 A^2}{S''} = \underline{\underline{\frac{4m\gamma p_0 A^2}{\cancel{R^2} b^2}}} = \frac{2 \cdot 0{,}05 \cdot 1{,}4 \cdot 10^5 \cdot 10^{-8}}{0{,}05^2} = \underline{\underline{0{,}0560\ m^3}}$$

$m' = km$
$b' = kb$

$$V = V''/2 \Rightarrow S = 2S'' = \frac{b^2 \cancel{R^2}}{m}$$

$$\frac{V''}{2} = \frac{4m'\gamma p_0 A^2}{b'^2} = \frac{k}{k^2}\frac{4m\gamma p_0 A^2}{b^2} = \frac{1}{k}V''$$

$$\omega_0^2 = \frac{S}{m} \qquad \delta = \frac{\cancel{R}b'}{2m'} = \frac{\cancel{R}b}{2m} \quad \text{(uforandra)}$$

$$k = \frac{m'}{m} = \frac{b'}{b} = \underline{2}$$

Aperiodisk grensetilfelle

$$\omega_0^2 = \delta^2$$

Må ha ny verdi på ω_0 då δ er uforandra

$$(\omega_0')^2 = \frac{2S''}{m'} = \delta^2 = \left(\frac{Rb}{2m}\right)^2$$

$$m' = \frac{(2m)^2 2S''}{R^2} = m^2\frac{8S''}{R^2} = \left(\frac{2m}{R^2}\right)^2\frac{R^2}{m} = 2m$$

Konklusjon $m'/m = \cancel{R}b'/\cancel{R}b = 2$
Massen og resistansen må fordoblast.

(f)

$$m\ddot{x} + b\dot{x} + S_0 x = 0$$

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x =$$

$$x = C_1 e^{-\delta t}\cos(\omega_d t + C_2) \qquad \omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{S_0}{m}} = \sqrt{\frac{1{,}40}{0{,}05}} = \sqrt{28}\ \cancel{\text{rad/s}}$$

$$\delta = \frac{b}{2m} = 0{,}5\ s^{-1} \qquad = \underline{5{,}29\ rad/s}$$

$$T_d = \frac{2\pi}{\omega_d} = \underline{\underline{2\pi\left(\frac{\gamma p_0 A^2}{V_0 m} - \frac{b^2}{4m^2}\right)^{-1/2}}} = 2\pi(28 - 0{,}5^2)^{-1/2} = \underline{\underline{1{,}19\ s}}$$

$$\frac{dx}{dt} = -C_1 e^{-\delta t}(\delta\cos(\omega_d t + C_2) + \omega_d\sin(\omega_d t + C_2)) = -C_1 e^{-\delta t}\sin(\alpha + \omega_d t + C_2) \qquad B\sin\alpha = \delta,\ B\cos\alpha = \omega_d,\ \tan\alpha = \frac{\delta}{\omega_d}$$

x_{max} for $\alpha + \omega_d t_n + C_2 = n\pi \quad n = 0, \pm 1, \ldots \quad T_d = t_n - t_{n+1} = \frac{2\pi}{\omega_d}$

Oppgåve 2

$$\psi = \psi(r) = C \exp\{-r/r_0\}$$

a

$$\psi' = \frac{d\psi(r)}{dr} = -\frac{C}{r_0}\exp\{-r/r_0\} = -\frac{1}{r_0}\psi$$

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\psi'\right) = 2r\psi' + r^2\psi'' = 2r\psi' + r^2\left(-\frac{1}{r_0}\psi\right)' =$$

$$= r\left(2-\frac{r}{r_0}\right)\psi' = -\frac{r}{r_0}\left(2-\frac{r}{r_0}\right)\psi$$

Innsett i Schrödinger-Likninga:

$$E\psi + \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\psi = -\frac{\hbar^2}{2mr^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\psi'\right) = \frac{\hbar^2}{2mr^2}\frac{r}{r_0}\left(2-\frac{r}{r_0}\right)\psi$$

$$\left(E + \frac{\hbar^2}{2mr_0^2}\right)\psi = \left(2\frac{\hbar^2}{2mr_0} - \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{1}{r}\psi$$

Då dette skal vera gyldig for alle r, og då $\psi(r)$ og $\frac{1}{r}\psi(r)$ er to lineært uavhengige funksjonar, må $E + \frac{\hbar^2}{2mr_0^2} = 0$ og $\frac{\hbar^2}{mr_0} - \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0} = 0$

Altså $\underline{\underline{r_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{mq^2} = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m q^2}}}$ som er „Bohr-radien"

og $E = -\frac{\hbar^2}{2mr_0^2} = -\frac{h^2}{8\pi^2 m r_0^2} = -\frac{h^2\pi^2 m^2 q^4}{8\pi^2 m\varepsilon_0^2 h^4} = \underline{\underline{-\frac{mq^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}}}$

som er energien når elektronet er i grunnnivået (hydrogenatomet i grunntilstanden).

Forklaring av symbol:

$\hbar = h/2\pi$ $\quad h = 6{,}6\cdot 10^{-34}\,\mathrm{Js}$ = Plancks konstant

$m = 9{,}11\cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg}$ = elektronmassen

$\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot 10^{-12}\,\mathrm{F/m}$ = permittiviteten for vakuum

$q = 1{,}60\cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ = elementærladningen = protonladningen =
= − elektronladningen

Numeriske verdier:

$$r_0 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m q^2} = \frac{8{,}85 \cdot 10^{-12}(6{,}63 \cdot 10^{-34})^2}{\pi \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-31}(1{,}60 \cdot 10^{-19})^2} = \underline{\underline{5{,}29 \cdot 10^{-11}\,m = 52{,}9\,pm}}$$

$$E = -\frac{m q^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2} = -\frac{9{,}11 \cdot 10^{-31}}{8}\left(\frac{1{,}60^2 \cdot 10^{-19 \cdot 2}}{8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 6{,}63 \cdot 10^{-34}}\right)^2 =$$

$$= \underline{\underline{-2{,}18 \cdot 10^{-18}\,J = -2{,}18\,aJ \mathrel{\hat{=}} -13{,}6\,eV}}$$

(b) Den radielle sannsynsfordelinga $P_r = 4\pi r^2 |\psi(r)|^2 =$

$= 4\pi r^2 |\mathcal{C} \exp\{-r/r_0\}|^2 = \underline{\underline{4\pi r^2 |\mathcal{C}|^2 \exp\{-2r/r_0\}}}$

$$\frac{\partial P_r}{\partial r} = 4\pi |\mathcal{C}|^2 \left(2r - \frac{2}{r_0} r^2\right) \exp\{-2r/r_0\} =$$

$$= 8\pi |\mathcal{C}|^2 r (1 - r/r_0) \exp\{-2r/r_0\}$$

$$\left.\begin{array}{ll} \frac{\partial P_r}{\partial r} < 0 & \text{for } r > r_0 \\ \frac{\partial P}{\partial r} > 0 & \text{for } 0 < r < r_0 \end{array}\right\} \Rightarrow P_{r\,\text{maks}} \text{ for } \underline{\underline{r = r_0}}$$

$$P_{r,\,\text{maks}} = 4\pi r_0^2 |\mathcal{C}|^2 e^{-2}$$

(c) Normalisering: $1 = \iiint\limits_{\text{heile rommet}} |\psi|^2 dx\,dy\,dz = \int_0^\infty |\psi(r)|^2 4\pi r^2 dr =$

$$= |\mathcal{C}|^2 4\pi \int_0^\infty \exp\{-2r/r_0\} r^2 dr = +|\mathcal{C}|^2 4\pi \frac{r_0^3}{2^3}(-0 + 2\cdot e^0) =$$

$$= |\mathcal{C}|^2 \pi r_0^3 \qquad \Rightarrow \quad |\mathcal{C}| = \frac{1}{\sqrt{\pi r_0^3}}$$

Vi vil bestemma oss for at $\mathcal{C}$ skal vera reell og positiv.

Altså $\underline{\underline{\mathcal{C} = 1/\sqrt{\pi r_0^3}}}$

$$\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_0^3}} \exp\{-r/r_0\}$$

Frå (b): $P_{r,\,\text{maks}} = 4\pi r_0^2 |\mathcal{C}|^2 e^{-2} = \dfrac{4e^{-2}}{r_0} = \underline{\underline{\dfrac{e^{-2} m q^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2}}}$

(d) Sannsynet for at elektronet er innanfor radien r:

$$p(r) = \int_0^r |\psi|^2 4\pi r^2 dr = \frac{1}{\pi r_0^3}\int_0^r \exp\{-2r/r_0\} 4\pi r^2 dr$$

$$= 4\int_0^{r/r_0} \exp\{-2u\} u^2 du = \frac{4}{2^3}\left(-2^2\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - 2\cdot 2\cdot\frac{r}{r_0} - 2\right)e^{-2r/r_0}$$

$$-\frac{4}{2^3}(-2)e^0 = 1 - \left(2\frac{r^2}{r_0^2} + 2\frac{r}{r_0} + 1\right)e^{-2r/r_0}$$

(e) $r = r_0$: $p(r_0) = 1 - (2+2+1)e^{-2} = 1 - 0,677 = 0,323$

$r = 2r_0$: $p(2r_0) = 1 - (8+4+1)e^{-4} = 1 - 0,238 = 0,762$

Sannsynet for at elektronet er utanfor ei kule med radius r er $1 - p(r)$

For $r = r_0$ blir sannsynet $\underline{0,677}$ og for $r = 2r_0$ $\underline{0,238}$

(f) Sannsynet for å finna elektronet innanfor atomkjernen er $\approx p(r_p)$

$$\frac{r_p}{r_0} = \frac{1,10\cdot 10^{-15}\,\mathrm{m}}{5,29\cdot 10^{-11}\,\mathrm{m}} = 2,08\cdot 10^{-5} \equiv x_p$$

$$p(r_p) = 1 - (1 + 2x_p + 2x_p^2)e^{-2x_p} =$$

$$= 1 - (1 + 2x_p + 2x_p^2)\left(1 - 2x_p + \frac{1}{2!}4x_p^2 - \frac{1}{3!}8x_p^3 + \dots\right)$$

$$= 1 - \left(1 + 2x_p - 2x_p + 2x_p^2 + 2x_p^2 - 4x_p^2 + \frac{8}{6}x_p^3 + 4x_p^3 - 4x_p + \dots\right.$$

$$= \frac{4}{3}x_p^3 + \mathcal{O}\{x_p^4\} \approx \frac{4}{3}x_p^3 = \frac{4}{3}\frac{r_p^3}{r_0^3}$$

$$\frac{4}{3}x_p^3 = \frac{4}{3}(2,08\cdot 10^{-5})^3 = \underline{1,20\cdot 10^{-14}}$$

Alternativ framgangsmåte: Sannsyn pr. volum ved origo:

$|\psi(0)|^2 = \frac{1}{\pi r_0^3}e^0 = \frac{1}{\pi r_0^3}$. Reknar vi med at dette gjeld i heile kjernen, får vi $p(r_p) \approx |\psi(0)|^2 \frac{4\pi}{3} r_p^3 = \frac{4}{3}\frac{r_p}{r_0}$

altså det same som å ta med berre det fyrste leddet i rekkjeutviklinga ovanfor.

Oppg. 3.

Ved overflatebölgjer på vatn får bölgja sin potensielle energi frå tyngdekrefter og/eller kapillarkrefter. Kapillarkreftene dominerer når $\lambda \ll 17$ mm. Tyngdekreften dominerer når $\lambda \gg 17$ mm (og sikkert når $\lambda > 1$ m. Då gjeld for „djupt" vatn:

$$v_f = \frac{g}{2\pi} T = \frac{g}{\omega}$$

$$v_f = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k} = \frac{g}{\omega} = \frac{gT}{2\pi} \qquad \underline{\underline{\omega^2 = gk}} \qquad \underline{\underline{\lambda = \frac{g}{2\pi} T^2}}$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \qquad 2\omega\, d\omega = g\, dk$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \underline{\underline{\frac{g}{2\omega} = \frac{1}{2} v_f}}$$

$T = 10$ s: $\quad \lambda = \frac{9{,}81}{2\pi} T^2 = 1{,}56\, T^2 = 1{,}56 \cdot 10^2 = \underline{\underline{156 \text{ m}}}$

$$v_f = \frac{g}{2\pi} T = 1{,}56 \cdot T = \underline{\underline{15{,}6 \text{ m/s}}}$$

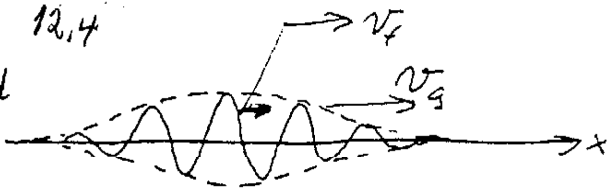
$$v_g = v_f / 2 = \underline{\underline{7{,}8 \text{ m/s}}}$$

$T = \cancel{14}\,16$ s $\quad \lambda = 1{,}56 \cdot 1\cancel{4}6^2 = \underline{\underline{\cancel{306}\ 399 \text{ m}}}$

$$v_f = 1{,}56 \cdot 1\cancel{4}6 = \underline{\underline{\cancel{21{,}9}}} \text{ m/s} \quad 25{,}0$$

$$v_g = 21{,}4/2 = \underline{\underline{\cancel{10{,}9}}} \text{ m/s}$$
12,4

Omhyllingskurva går med gruppefarten; det same gjer bölgjeenergien og informasjonen.



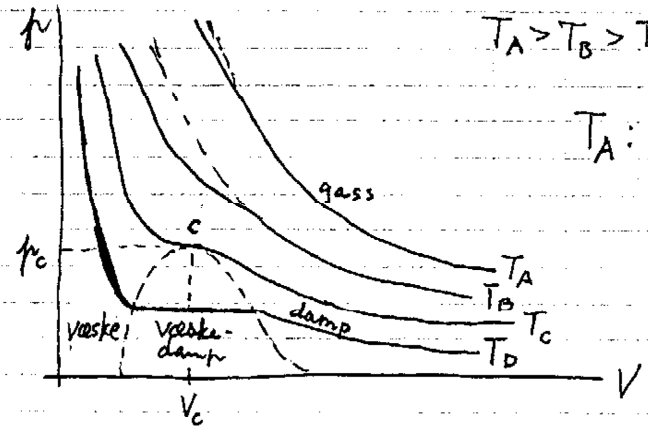
Tid før registrering av $\cancel{14}\,16$ s-dønning ein avstand $l = 300$ km frå stormen: Ventetid $\tau = l / v_g = 3 \cdot 10^5 \text{ m} / \cancel{10{,}9}\ 12{,}48 \text{ m/s} =$
$= \cancel{27449}\ 24038 \text{ s} = \cancel{27}\ 24 \text{ ks} = \dfrac{2\cancel{7}4000 \text{ s}}{3600 \text{ h/s}} = \cancel{7{,}6}\ 6{,}7 \text{ h}$

D.v.s. dønningen på $\cancel{14}\,16$ s-periode kan registrerast <u>6-7 timar</u> etter at stormen tok til.

Oppg. 4a

Kritisk punkt og trippelpunkt

Kurver for p versus V ved konstant temperatur:



$T_A > T_B > T_C > T_D$

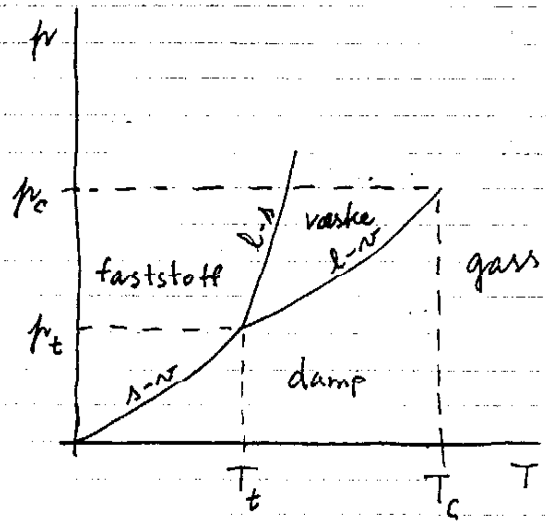
T_A: Ideell gasslov god tilnærming når det er høg nok temperatur og/eller lågt nok trykk

T_B: Ved høgt trykk tydeleg avvik frå ideell gasslov (stipla kurve)

T_D: Overgang mellom væske og gass (koking eller kondensering) skjer ved konstant temperatur og konstant trykk, men stor volumendring, som er det normale ved gass-væske-overgang.

T_C: Grensetilfelle: Kritisk punkt. Kritisk trykk p_c og kritisk temperatur T_c er karakteristiske data for den aktuelle reelle gassen. (Er det tale om ei bestemt gassmengd, t.d. 1 mol, er V_c også eit karakteristisk ~~kri~~ kritisk verde for gassen). Ovanfor den kritiske temperaturen kan ikkje gassen kondenserast til væske same kor stort trykket blir. Stundom skil ein mellom „damp" og „gass" etterson temperaturen er under, respektivt over, den kritiske temperaturen.

Fasediagram viser kurver av p mot T



for overgang mellom væske og faststoff (l-s)
for overgang mellom væske og damp (l-v)
og for overgang mellom faststoff og damp.
Desse tre kurvene møtest i trippelpunktet.

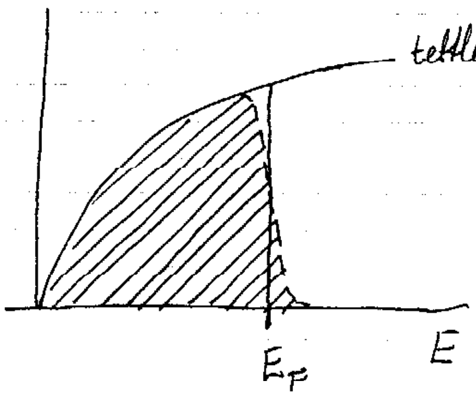
Kvart stoff har sitt karakteristiske trippelpunkt (T_t, p_t)
Under trippelpunkttemperaturen sublimerer det faste stoffet direkte til damp utan å gå om væskefasen.

Oppg. 4.

(4b) Paulis eksklusjonsprinsipp og Ferminivået

Eksklusjonsprinsippet seier at det ikkje kan vera meir enn eit elektron i den same kvantetilstanden i eit system (t.d. eit atom eller ein krystall). Bortsett frå eigenspinnet (som kan vera „opp" eller „ned") kan det då vera to elektron i kvar tilstand representert ved dei resterande kvantetala (bortsett frå eigenspinnkvantetalet). I eit stykke av eit fast stoff fyller elektrona opp alle dei lågaste energinivåa, ved $T=0$ opp til ei energigrense kalla „Ferminivået" E_F

[illegible] for eigenspinnets retning



Ved temperaturar $T > 0$ vil nokre elektron vera eksiterte litt over Ferminivået, og tilsvarande vil det vera nokre ufyllte ~~el~~ energinivå litt under Ferminivået.

Det er eksklusjonsprinsippet som gjer at ikkje alle elektron har energien null ved $T=0$.