

LÖSNINGAR

I a) Massen m er i ro.

Da $m \vec{a} = \vec{F}_{\text{net}} = 0$.

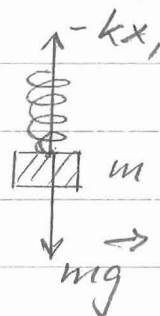
$$kx_1 = mg$$

$$k = \frac{mg}{x_1} = \frac{0,15 \cdot 9,80}{0,046} \frac{\text{N}}{\text{m}}$$

$$\underline{k = 32,0 \frac{\text{N}}{\text{m}}}$$

$$kx_2 = Mg, \quad M = \frac{kx_2}{g} = \frac{x_2}{x_1} m = \frac{20,0}{4,6} 0,15 \text{ kg}$$

$$\underline{M = 0,65 \text{ kg}}$$



b) Energibetraktninger:

I det klassen slippes, er energien lik den potensielle energien i fjøra $= \frac{1}{2} kx_1^2$

I det klassen når ytterpunktet x_2 , er energien lik den potensielle energien i fjøra $= \frac{1}{2} kx_2^2$. Differensen

$$\frac{1}{2} kx_1^2 - \frac{1}{2} kx_2^2$$

er gått tapt pga friksjonen med seneerlaget, er altså lik friksjonskraftens arbeid:

$$\frac{1}{2} kx_1^2 - \frac{1}{2} kx_2^2 = \mu_k mg (x_1 + x_2)$$

siden friksjonskrafta $\mu_k mg$ er konstant og

virker over en strekning $x_1 + x_2$. Det gir

$$\frac{1}{2} k (x_1^2 - x_2^2) = \mu_k mg (x_1 + x_2)$$

$$\frac{1}{2} k (x_1 + x_2) (x_1 - x_2) = \mu_k mg (x_1 + x_2)$$

$$\mu_k = \frac{k (x_1 - x_2)}{2mg} = \frac{150 \cdot (0,18 - 0,166)}{2 \cdot 0,30 \cdot 9,80} = 0,3571$$

$$\mu_k = 0,36$$

c)

Største farten må

vi ha en eller

annen gang når

klossen er på vei

fra venstre mot

høyre første gang. I posisjonen I virker

fjærkrafta mot høyre og friksjonskrafta mot

venstre, i posisjonen II virker begge

mot venstre. Til venstre for $x=0$ vil vi ha en akselerasjon rettet mot høyre så lenge fjærkrafta > friksjonskrafta; til høyre for $x=0$ er $\vec{a}$ rettet mot venstre.

Konklusjon: Farten øker så lenge $\vec{F}_{\text{net}}$ er rettet mot høyre, dvs $kx > \mu_k mg$, hvor x er avstanden fra likevektspkt. $x=0$.

Det gir at farten er maksimal når

$$x = \frac{\mu_k mg}{k} = \frac{0,3571 \cdot 0,30 \cdot 9,80}{150} = 0,007$$

Farten er størst 0,7 cm til venstre for $x=0$.

II a) I termodynamisk likevekt er trykket det samme overalt i gassen til høyre og det samme overalt i gassen til venstre. Proppen er i ro. Da må kraften på proppen være den samme på høyre og venstre side: $P_h A = P_v A$, altså $P_h = P_v$. Gassen er ideell, altså er

$$P_0 V_0 = n_v R T_v \quad \text{og} \quad P_0 V_0 = n_h R T_h$$

som gir $n_v T_v = n_h T_h$, eller

$$\frac{n_v}{n_h} = \frac{T_h}{T_v} = \frac{293}{273} = 1,0733$$

$$\frac{n_v}{n_h} = \underline{\underline{1,07}}$$

b) Etter at termodynamisk likevekt er oppnådd, er igjen trykket det samme på begge sider men volumet er forskjellig og forskjellig fra hva det var før oppvarmingen

$$\begin{aligned} P V_v &= n_v R T_v' & (n_v \text{ og } n_h \text{ er de samme} \\ P V_h &= n_h R T_h' & \text{som før oppvarmingen.)} \end{aligned}$$

$$\text{Ved divisjon: } \frac{V_v}{V_h} = \frac{n_v}{n_h} \frac{T_v'}{T_h'} = \frac{T_h}{T_v} \cdot \frac{T_v'}{T_h'} \quad \text{ifølge a)}$$

$$\frac{V_v}{V_h} = \frac{293 \cdot 283}{273 \cdot 303} = 1,0024$$

$V_v > V_h$ betyr at proppen beveger seg mot høyre.

Hvis V_v øker med ΔV , må V_h avta med ΔV :

$$V_v = V_0 + \Delta V, \quad V_h = V_0 - \Delta V$$

$$V_0 + \Delta V = 1,0024 \cdot (V_0 - \Delta V) \Rightarrow$$

$$1,0024 V_0 - V_0 = 1,0024 \Delta V + \Delta V$$

$$\Delta V = \frac{0,0024}{2,0024} V_0 = 0,0012 V_0$$

$$\Delta V = A \cdot \Delta l, \quad A = 1,0 \text{ cm}^2 = 10^{-4} \text{ m}^2$$

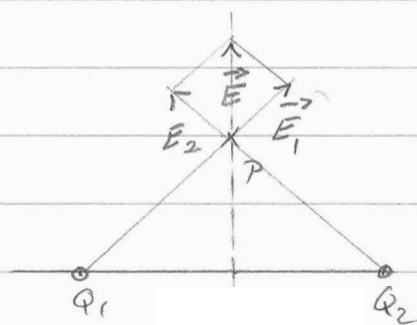
$$V_0 = 1,0 \text{ dm}^3 = 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$\Delta l = \frac{\Delta V}{A} = \frac{0,0012 \cdot 10^{-3}}{10^{-4}} = 0,012 \text{ s: } 0,012 \text{ m}$$

$$\Delta l = \underline{\underline{1,2 \text{ cm}}}$$

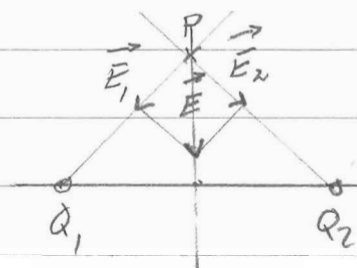
III

a)



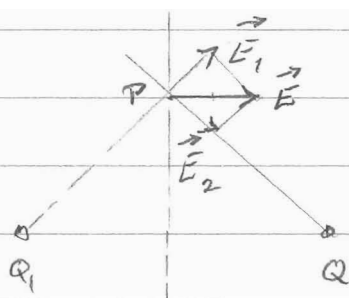
(i)

$$Q_1 = Q_2 > 0$$



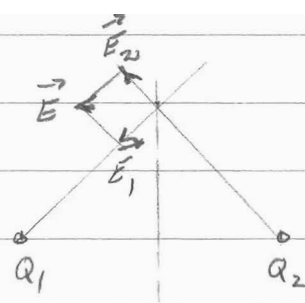
(ii)

$$Q_1 = Q_2 < 0$$



(iii)

$$Q_1 > 0, Q_2 = -Q_1$$



(iv)

$$Q_2 > 0, Q_1 = -Q_2$$

$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ hvor $\vec{E}_1$ er feltet fra Q_1 og $\vec{E}_2$ er feltet fra Q_2 . $\vec{E}_1$ og $\vec{E}_2$ peker radielt utover fra / innover mot punktladningen når punktladn. er positiv / negativ.

Midt på forbindelseslinjen mellom Q_1 og Q_2 er $\vec{E} = 0$ idet $\vec{E}_1$ og $\vec{E}_2$ er motsatt rettet og like store i dette punktet i tilfellene (i) og (ii).

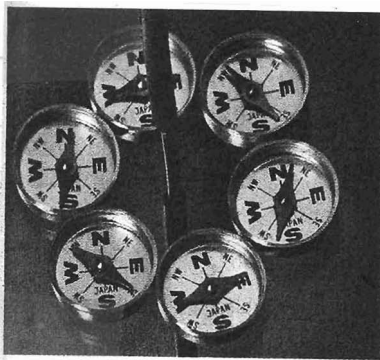
b) (i) $q > 0$. Kraften på q er $\vec{F}_q = q\vec{E}$ og peker utover langs midtnormalen. Bevegelsen til

partikkelen blir en rettlinjert, aksellerert be-
vegelse utover langs midtnormalen. Akselera-
sjonen avtar utover siden E avtar.

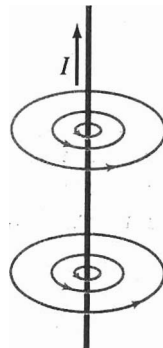
(ii) $q < 0$. $\vec{F}_q = q\vec{E}$, og $\vec{F}_q$ er rettet motsatt av $\vec{E}$,
altså innover mot midtpunktet mellom Q_1 og Q_2 .

Bewegelsen til q er en rettlinjert, aksellerert be-
vegelse innover langs midtnormalen. Aksel-
erasjonen avtar på vei innover og er null når
partikkelen når forbindelseslinjen mellom
 Q_1 og Q_2 , hvor $E = 0$. I det partikkelen passerer
forbindelseslinjen skifter $\vec{E}$ og dermed $\vec{a}$ fortegn
og vi får en decelerasjon. Partikkelen fortsetter
til et punkt P' som ligger like langt fra for-
bindelseslinjen som P , hvor den snur. Result-
atet blir at partikkelen svinger fram og
tilbake mellom punktene P og P' .

c) Med en kompassnål! } Se figuren
Konsentriske sirkler! } nedenfor!



(a)



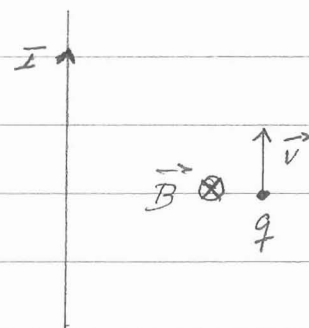
(b)



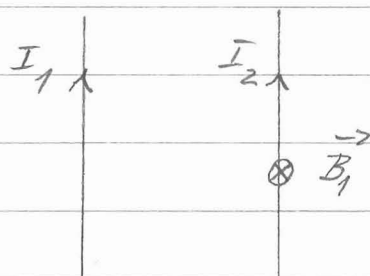
(c)

For å finne hvordan partikkelen avbøyes, bruker
man høyrehåndregelen eller $\vec{F}_q = q\vec{v} \times \vec{B}$.

Magnetfeltet $\vec{B}$ peker inn i
 papiret på høyre side
 $\vec{F}_q$ peker da inn mot lederen!
 Partikkelen vil bøye av inn
 mot lederen!



d) I_1 genererer et
 magnetfelt $\vec{B}_1$ der
 hvor den andre lederen
 befinner seg. Strømmen

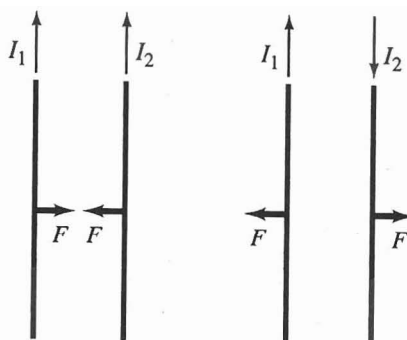


I_2 består av ladninger
 i bevegelse, egentlig
 elektroner som strømmer i motsatt retning av
 I_2 , men vi kan like gjerne forestille oss positive
 ladninger som strømmer i retning I_2 . Vi er
 da tilbake til c) hvor vi fant at på en slik
 positiv ladning virker en kraft i retning
 (innover mot den andre lederen).

Tilsvarende virker det en magnetisk kraft som
 skyldes I_2 på lederen til venstre.

Snur vi om av strømretningene, snus kreftene.

Se figuren
 til høyre!



IV (Fys-0100)

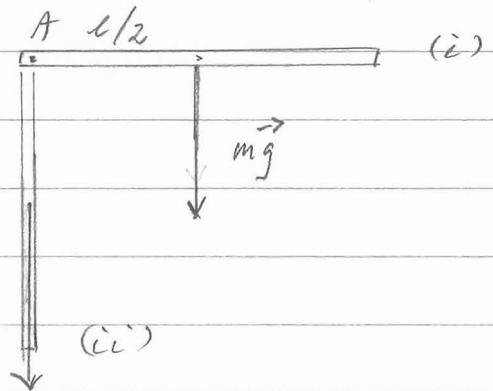
a) Kraftmomentet $\tau = r F_{\perp} = r_{\perp} F$

(i) $r_{\perp} = l/2$, $F = mg$

$$\tau = \underline{mgl/2}$$

(ii) $r_{\perp} = 0$, $F = mg$

$$\tau = \underline{0}$$



$\tau = I\alpha$ hvor I er treghetsmomentet om akse

A og α er vinkelakselerasjonen.

$$I = \frac{1}{3}ml^2.$$

(i) $\alpha = \tau/I = \frac{mgl/2}{ml^2/3} = \underline{\frac{3g}{2l}}$

(ii) $\tau = 0 \Rightarrow \alpha = \underline{0}$

Vinkelhastigheten ω finner vi av

$$\frac{1}{2}I\omega^2 = mg\frac{l}{2} \quad (\text{energikonservering})$$

$$\omega^2 = mgl/I = \frac{mgl}{ml^2/3} = \frac{3g}{l}$$

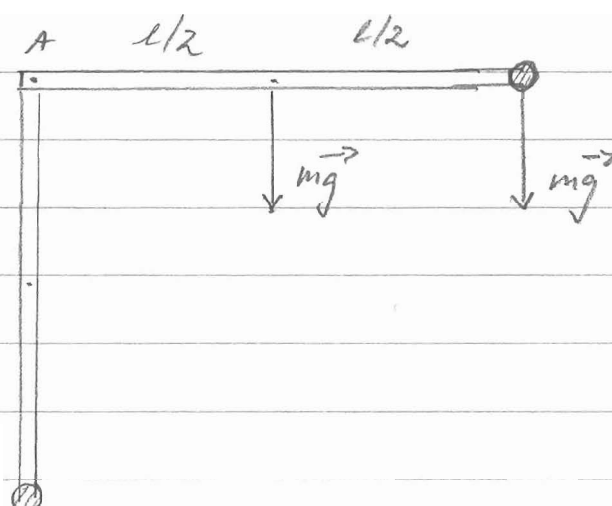
$$\omega = \underline{\sqrt{\frac{3g}{l}}}$$

b)

Bruger igjen
energi konser-
vering:

$$\frac{1}{2} I \omega^2 = mg \frac{l}{2} + mgl$$

hvor nå



$$I = \frac{1}{3} ml^2 + ml^2$$

$$= \frac{4}{3} ml^2$$

$$\frac{2}{3} ml^2 \omega^2 = \frac{3}{2} mgl, \quad \omega^2 = \frac{3g/2}{2l/3} = \frac{9g}{4l}$$

$$\omega = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{g}{l}} \quad \text{som er mindre enn i a).}$$

Kan også regne slik:

$$\frac{1}{2} I \omega^2 + \frac{1}{2} mv^2 = mg \frac{l}{2} + mgl \quad \text{hvor da } I = \frac{1}{3} ml^2$$

$\uparrow$ $\uparrow$
 stanga kula

og $v = \omega l$

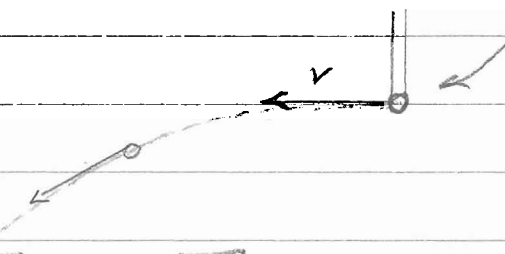
$$\omega^2 \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} ml^2 + \frac{1}{2} ml^2 \right) = \frac{3}{2} mgl, \quad \frac{2}{3} ml^2 \omega^2 = \frac{3}{2} mgl$$

som er det samme som det vi fant ovenfor.

c)

Kula "skytes ut"
horisontalt med
en hastighet

$$v = l\omega = l \cdot \frac{3}{2} \sqrt{\frac{g}{l}} = \frac{3}{2} \sqrt{gl}. \quad \text{Vi får en prosjektil-}$$



bevegelse, altså en parabelbane.

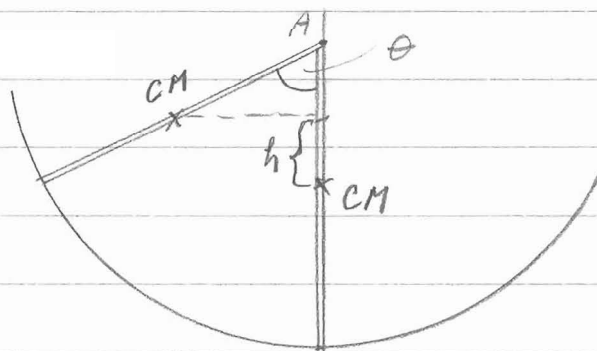
Vinkelhastigheten til stanga rett etter at kula har løst seg er $\frac{3}{2}\sqrt{\frac{g}{l}}$ som er mindre enn vinkelhastigheten $\sqrt{3g/l}$ i pkt. a). Det betyr at rett etter at kula har løst seg, har stanga mindre kinetisk energi enn den har når den passerer B i tilfelle a). Den vil derfor ikke svinge så høyt som i tilfelle a), m.a.o. den når ikke opp til D.

Energikonservering gir:

$$\frac{1}{2}I\omega^2 = mgh \quad \text{hvor } I = \frac{1}{3}ml^2 \text{ og } \omega = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3}ml^2 \cdot \frac{9}{4} \frac{g}{l} = mgh$$

$$h = \frac{3}{8}l$$

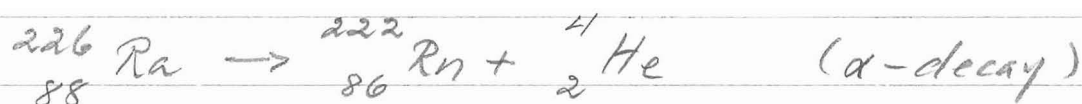


Vinkelen θ i figuren til høyre finner man da av

$$\cos \theta = \frac{l/2 - 3l/8}{l/2} = \frac{l/8}{l/2} = \frac{1}{4}, \quad \theta = \underline{\underline{75,5^\circ}}$$

IV (bare Fys-0101)

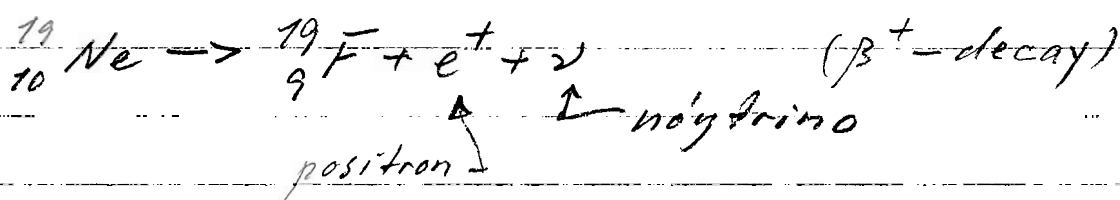
a) Se læreboka s. 842 - 848.



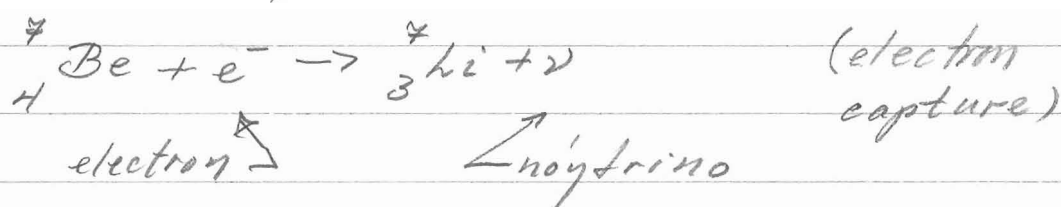
↑ α -partikkel



↑ electron ↑ antineutrino



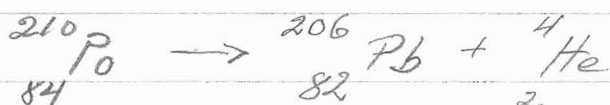
↑ positron ↑ neutrino



↑ electron ↑ neutrino

I tillegg har vi γ -decay hvor en eksitert kjerne går over i grunntilstanden og utsender γ -stråling.

b)



(men dette trengs ikke for å regne resten av oppgaven.)

Aktiviteten = antall desintegrasjoner pr sekund
 $= \Delta N / \Delta t = -\lambda N$

$$\left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)_{t=0} = 7.4 \cdot 10^6, \quad \left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)_{t=30} = 6.3 \cdot 10^6$$

$$\left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)_{30} = \left(\frac{\Delta N}{\Delta t}\right)_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (t = 30 \text{ dager})$$

$$6,3 \cdot 10^6 = 7,4 \cdot 10^6 \cdot e^{-\lambda t}$$

$$\ln 6,3 = \ln 7,4 - \lambda t$$

$$\lambda t = 0,693 \cdot t / T = \ln 7,4 - \ln 6,3 = 0,1609$$

$$0,1609 \cdot T = 0,693 t$$

$$T = \frac{0,693}{0,1609} \cdot 30 = 129,2 \text{ d. } \underline{129 \text{ dager}}$$

(Korrekt verdi ifølge tabellen er 132,4 dager.)

c) Av $(\Delta N / \Delta t)_0 = 7,4 \cdot 10^6$ og $\Delta N / \Delta t = -\lambda N$ følger:

$$-\lambda N_0 = 7,4 \cdot 10^6$$

$$N_0 = \frac{1}{\lambda} \cdot 7,4 \cdot 10^6 = \frac{T}{0,693} \cdot 7,4 \cdot 10^6$$

hvor vi må sette inn T i sekunder siden aktiviteten $7,4 \cdot 10^6$ er antall desintegrasjoner pr. sekund.

$$N_0 = \frac{129,2 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60}{0,693} \cdot 7,4 \cdot 10^6 = 1,192 \cdot 10^{14}$$

som er antall kjerner i den opprinnelige prøven. Massen blir da

$$m = 1,192 \cdot 10^{14} \cdot 209,98 \cdot 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = \underline{4,2 \cdot 10^{-11} \text{ kg}}$$