Fysikk 2 Eksamen høsten 2014 - Løsningsforslag

Oppgave 1

a) **D**

Det elektriske feltet går radielt ut fra en positivt ladd partikkel og radielt inn mot en negativt ladd partikkel. Den elektriske feltstyrken er gitt ved $E = k_e \frac{Q}{r^2}$, der Q er ladningen og r er avstanden fra partikkelen. Det er to områder hvor feltet fra hver av partiklene er motsatt rettet, nemlig til venstre for partiklene og til høyre for partiklene. I området til venstre for partiklene vil absoluttverdien av den elektriske feltstyrken fra partikkelen med ladning +2e alltid være større enn absoluttverdien av den elektriske feltstyrken fra partikkelen med ladning −e fordi avstanden til +2e-partikkelen er minst, samtidig med at ladningen til denne partikkelen er størst. Feltet fra de to partiklene vil derfor aldri kunne kansellere hverandre.

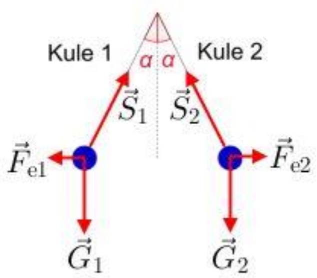
Til høyre for partiklene vil det elektriske feltet fra partikkelen med ladning +2e kunne kansellere det elektriske feltet fra partikkelen med $-$e. Dette fordi at selv om avstanden fra partikkelen med +2e er størst, så har denne også størst ladning.

b) **D**

Gravitasjonskraften ved innbyrdes avstand r er $G = \gamma \frac{mM}{r^2}$. Ny avstand blir oppgitt til $r_1 = \frac{1}{2} r$, noe som resulterer i en ny gravitasjonskraft med størrelsen

$$G_1 = \gamma \frac{mM}{r_1^2} = \gamma \frac{mM}{\left(\frac{1}{2} r\right)^2} = \gamma \frac{mM}{\frac{1}{4} r^2} = 4\left(\gamma \frac{mM}{r^2}\right) = 4G$$

c) **B**



Den elektriske kraften er gitt ved

$$F_e = k_e \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Dvs. at produktet $q_1 q_2$ har betydning for størrelsen til den elektriske kraften på både kule 1 og kule 2. Denne kraften vil derfor være like stor på begge kulene, men vi kan ikke avgjøre hvilken av kulene som har den største ladningen, eller om kulene har lik ladning.

Siden $\Sigma F_x = 0$ for begge kulene samtidig med at $F_{e1} = F_{e2}$, må $S_{x1} = S_{x2}$. Da er også $S_1 = S_2$, siden vinkelen α er lik for begge kulene. Dette fører igjen til at $S_{y1} = S_{y2}$ og $G_1 = G_2$. Tyngdekraften er gitt ved $G = mg$. Derfor må $m_1 = m_2$.

d) **B**

Totalenergien til en satellitt som går i sirkelbane er gitt ved

$$E = \frac{1}{2} m v^2 - \gamma \frac{Mm}{r^2}$$

Vi finner sirklingsfarten til satellitten ved å bruke Newtons andre lov.

$$\Sigma F = ma \qquad \text{der } a = \frac{v^2}{r}$$

$$G = m\frac{v^2}{r}$$

$$\gamma \frac{Mm}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$$

$$v^2 = \frac{\gamma M}{r}$$

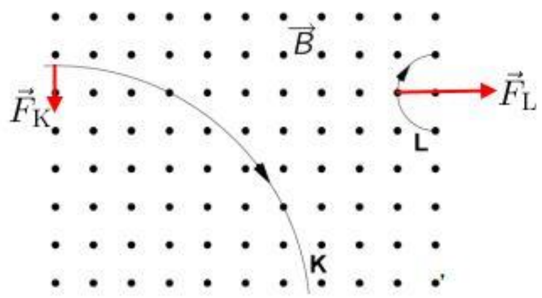
Vi setter uttrykket for sirklingsfart inn i uttrykket for totalenergien, og får

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} m \frac{\gamma M}{r} - \gamma \frac{Mm}{r} \\ &= -\frac{\gamma m M}{r} \end{aligned}$$

e) **D**

Ved å bruke høyrehåndsregelen for magnetfelt rundt en rett strømførende leder, vet vi at det magnetiske feltet, B_1, forårsaket av strømmen I_1 har samme retning som strømretningen i den sirkelformede lederen. Det virker altså ingen magnetisk kraft på den sirkelformede lederen siden magnetfelt og strøm har samme retning i alle punkt.

f) **D**



Den magnetiske kraften må virke inn mot sentrum av sirkelbanen, se figuren over. I følge høyrehåndsregelen for elektrisk ladde partikler i magnetiske felt må derfor både partikkel K og L være positivt ladde.

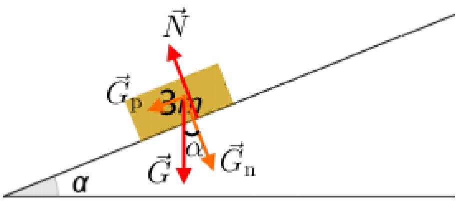
g) **A**
Faradays induksjonslov er gitt ved

$$\varepsilon = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

I det sløyfa er på vei inn i magnetfeltet, øker den magnetiske fluksen inne i sløyfa og $\Delta\Phi > 0$. Fluksen øker jevnt siden farten til sløyfa er konstant. I følge Faradays induksjonslov blir da emsen konstant og negativ. I det sløyfa er på vei ut av magnetfeltet, minker den magnetiske fluksen jevnt inne i sløyfa. Da blir emsen konstant og positiv.

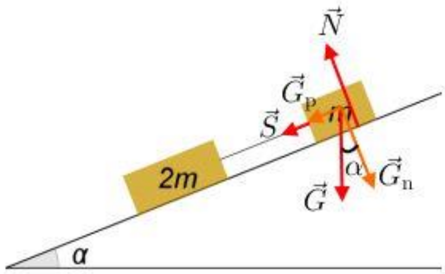
h) **D**
Siden farten er konstant, er summen av kreftene lik null ifølge Newtons første lov.

i) **A**



Vi ser på begge klossene som et system med masse $m_1 = 3m$, se figuren over. Akselerasjonen til systemet blir

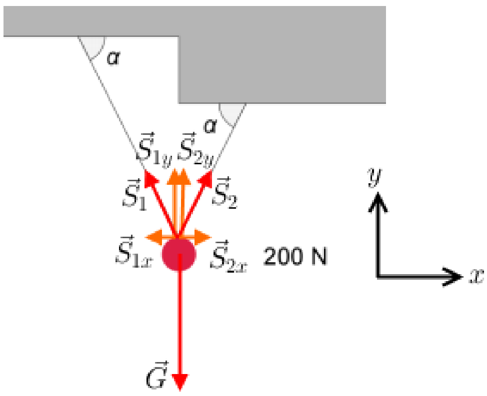
$$\begin{aligned} \Sigma F &= m_1 a && \text{der } m_1 = 3m \\ G_p &= 3ma && \text{der } G_p = G\sin\alpha = 3mg\sin\alpha \\ 3mg\sin\alpha &= 3ma \\ a &= g\sin\alpha \end{aligned}$$



Vi ser så på den øverste klossen med masse *m*.

$$\Sigma F = ma \qquad \text{der } a = g\sin\alpha$$
$$S + G_p = mg\sin\alpha \qquad \text{der } G_p = mg\sin\alpha$$
$$S = mg\sin\alpha - mg\sin\alpha$$
$$S = 0$$

j) **B**



Siden kula henger i ro, er $\Sigma F_x = 0$. Dette betyr at $S_{1x} = S_{2x}$, se figuren over. $S_{1x} = S_{2x} \Rightarrow S_1 = S_2$ siden vinkelen mellom taket og snora er lik for begge snorene. Da er også $S_{1y} = S_{2y}$.

$$\Sigma F_y = 0$$
$$S_{1y} + S_{2y} - G = 0 \qquad \text{der } S_{1y} = S_{2y} = S_y$$
$$2S_y = G \qquad \text{der } G = 200\ \text{N}$$
$$S_y = 100\ \text{N}$$

Av figuren kan vi se at

$$\sin\alpha = \frac{S_y}{S}$$
$$S = \frac{S_y}{\sin\alpha} \qquad \text{der } 0 < \sin\alpha < 1$$
$$S > S_y$$
$$S > 100\ \text{N}$$

k) **A**
Når vi ser bort fra luftmotstanden, er det bare tyngdekraften som virker. Antar nå at ballen blir kastet på skrå oppover, slik at vi har en vertikal komponent av startfarta oppover, $v_{0y} > 0$. Her velges positiv retning oppover, og da blir akselerasjonen til ballen $a = -g$. Fra bevegelseslikningene har vi at

$$v_y = v_{0y} + a_y t \quad \text{der } a_y = -g$$
$$v_y = v_{0y} - gt$$

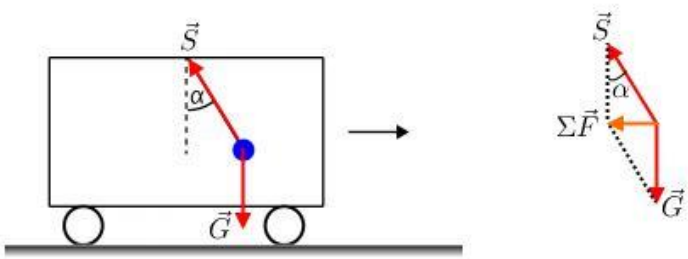
Dermed vil v_y bli beskrevet best av ei rett linje med negativt stigningstall.

l) **C**
Begge kulene har vertikalkomponenten av startfarten $v_{0y} = 0$. Siden det er bare tyngdekraften som virker, blir akselerasjonen i *y*-retningen den samme for begge kulene: $a_y = -g$. Her har vi valgt positiv retning oppover. Fra bevegelseslikningene har vi at

$$y = v_{0y}t + \frac{1}{2}a_y t^2 \qquad \text{der } v_{0y} = 0 \text{ og } a_y = -g$$
$$y = -\frac{1}{2}gt^2$$

Siden kulene skal falle like langt vertikalt, vil falltiden også bli like lang. Kulene lander altså likt.

m) **B**



Det er to krefter som virker på pendelen, snorkraften og tyngdekraften. I figuren over til høyre ser vi at

$$\tan\alpha = \frac{\Sigma F}{G}$$
$$\Sigma F = G\tan\alpha \qquad \text{der } \Sigma F = ma$$
$$ma = mg\tan\alpha$$
$$a = g\tan\alpha$$

n) **C**
Sentripetalakselerasjonen er gitt ved

$$a = \frac{v^2}{r} \qquad \text{der } v = \omega r$$
$$a = \frac{\omega^2 r^2}{r}$$
$$a = \omega^2 r$$

Siden vinkelfarten ω er konstant og sentripetalakselerasjonen er proporsjonal med radiusen, vil en dobling av radiusen føre til en dobling av akselerasjonen.

o) **C**
Fra Newtons 2. lov får vi

$$\Sigma F = ma \qquad \text{der } a = \frac{v^2}{r}$$
$$\Sigma F = m\frac{v^2}{r}$$

Vi regner så ut summen av kreftene for hver av sirkelbevegelsene.

$$\Sigma F_{\mathrm{A}} = m\frac{v^2}{r}$$
$$\Sigma F_{\mathrm{B}} = 2m\frac{(2v)^2}{r} = 8 \cdot m\frac{v^2}{r}$$
$$\Sigma F_{\mathrm{C}} = m\frac{v^2}{2r} = \tfrac{1}{2} \cdot m\frac{v^2}{r}$$
$$\Sigma F_{\mathrm{D}} = 2m\frac{(2v)^2}{2r} = 4 \cdot m\frac{v^2}{r}$$

p) **D**
Siden banen er friksjonsfri, er det bare tyngdekraften som gjør arbeidet på klossene. Den mekaniske energien er bevart. Vi setter startfarten og starthøyden til klossen til hhv. h_0 og v_0, farten og høyden i bunnen til v og h og vi velger nullnivå i h.

$$E_0 = E$$
$$\tfrac{1}{2}mv_0^2 + mgh_0 = \tfrac{1}{2}mv^2 + mgh \qquad \text{der } v_0 = 0 \text{ og } h = 0$$
$$v = \sqrt{2gh_0}$$

Farten til begge klossene er derfor like store, men motsatt rettet, rett før de støter sammen.

Bevegelsesmengden er bevart i støtet. Vi setter positiv retning mot høyre og får

$$p_{\text{før}} = p_{\text{etter}}$$
$$m_K v - m_L v = m_K v_K + m_L v_L$$
$$(m_K - m_L)v = m_K v_K + m_L v_L$$

Hvis kloss K ligger i ro etter støtet ($v_K = 0$), får vi

$$v_L = \frac{(m_K - m_L)v}{m_L} > 0$$

Siden dette svaret må bli større enn null, vil det si at kloss L går mot høyre etter støtet, og har derfor skiftet fartsretning.

q) **C**
Vi bruker bevaring av bevegelsesmengde og kaller massen til den andre delen for *M*. Vi må også anta at partiklene går hver sin vei etter delingen.

$$p_{\text{før}} = p_{\text{etter}} \qquad \text{der } p_{\text{før}} = 0$$
$$0 = m \cdot 3v - M \cdot 2v$$
$$M = \frac{3v}{2v} m$$
$$\underline{M = \frac{3}{2} m}$$

r) **A**
Vi bruker formelen for relativistisk tid

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$$

For astronauten om bord i Borealis (B) vil lyssignalet vare i

$$t_B = \frac{t_0}{\sqrt{1-(v^2/c^2)}} \qquad \text{der } v = 0$$
$$t_B = t_0$$

For astronauten om bord i Capella (C) vil lyssignalet vare i

$$t_C = \frac{t_0}{\sqrt{1-(v^2/c^2)}} \qquad \text{der } v \to c$$
$$t_C > t_0$$

s) **A**

Fra Einsteins fotoelektriske likning $E_f = W + E_k$ har vi at sammenhengen mellom elektronets kinetisk energi og fotonets frekvens *f* er gitt ved

$$E_k = hf - W$$

der W er løsrivningsarbeidet til metallet. Vi ser at $-W$ vil være funksjonens kryssningspunkt med 2.-aksen i et slikt E_k-f -diagram som figuren i oppgaven. Dersom vi tenker oss en forlengelse bakover av de to grafene i figuren ser vi at W er minst for metall 1.

t) **C**
Vi sjekker kvantetallene for hver av reaksjonene

1. Venstre side: $L_e = 0$ og $L_\mu = 1$
   Høyre side: $L_e = 1 + 1 + 0 = 2$ og $L_\mu = 1$
   Elektrontallet er ikke bevart. Derfor er reaksjonen ikke mulig.
2. Venstre side: $B = 1$ og $L_e = 0$
   Høyre side: $B = 1 + 0 + 0 = 1$ og $L_e = 0 + 1 - 1 = 0$
   Både baryontallet og elektrontallet er bevart. Reaksjonen er mulig.
3. Venstre side: $L_\mu = -1 + 0 = -1$ og $B = 0 + 1 = 1$
   Høyre side: $L_\mu = 0 - 1 = -1$ og $B = 1 + 0 = 1$.
   Både myontallet og baryontallet er bevart. Reaksjonen er mulig.

u) **A**
Elektronet er et lepton. Det er ikke bygd opp av andre partikler, men er selv en elementærpartikkel.

v) **D**
Den nedre grensen for bølgelengden til røntgenfotonet får vi hvis vi antar at all energien som elektronet får i akselerasjonen fra katoden til anoden går over til fotonet.

$$W = E_f \qquad \text{der } W = qU \text{ og } E_f = hf$$

$$qU = hf \qquad \text{der } q = e \text{ og } f = \frac{c}{\lambda}$$

$$eU = h\frac{c}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{hc}{eU}$$

w) **A**
Uttrykket for den potensielle energien til en ladd kule er gitt ved

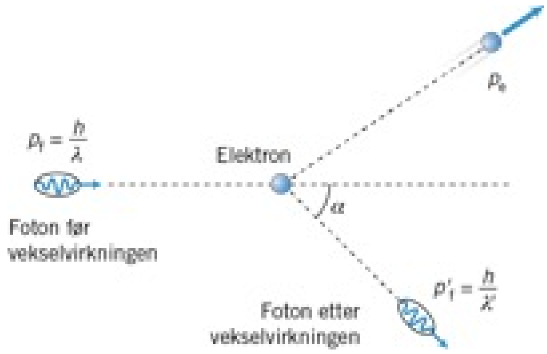
$$E_p = k_e \frac{Qq}{r}$$

der k_e er en konstant, Q og q er ladningene til kulene og r er avstanden mellom kulene. I og med at den potensielle energien skal avta, når r minker, må uttrykket for E_p være negativt. Det skjer når ladningene har motsatt fortegn. Kulene har altså ulik ladning.

x) **B**
Vi vil få klipping hvis det dynamiske området er for lite.

Oppgave 2

a) I et comptonstøt vekselvirker et foton med et fritt elektron. Fotonet overfører bevegelsesmengde til elektronet. Etter støtet har fotonet mindre bevegelsesmengde (og lengre bølgelengde). Elektronet øker farta.



Dette bryter med klassisk fysikk fordi klassisk fysikk, her representert ved Maxwells teori for lys, forutsier at lyset ikke skal endre bølgelengde i denne vekselvirkningen.

b) 1) I denne prosessen kan vi alltid finne et referansesystem hvor elektronet og positronet beveger seg mot hverandre med like stor fart. Siden de har lik masse vil bevegelsesmengden før støtet være lik null i dette referansesystemet. Ett foton alene kan ikke ha bevegelsesmengde lik null, og derfor må det alltid være minst to fotoner etter annihilasjonen.

2) Energien til fotonene E_f etter annihileringen må være større enn hvileenergien E_0 til elektronet og positronet. Nedre grense for fotonenergien gir dermed et uttrykk for laveste frekvens:

$$2E_f = 2E_0 \qquad \text{der } E_f = hf \text{ og } E_0 = m_e c^2$$

$$hf = m_e c^2$$

$$f = \frac{m_e c^2}{h}$$

$$= \frac{9 \cdot 10^{-31}\ \text{kg} \cdot (3 \cdot 10^8\ \text{m/s})^2}{6,6 \cdot 10^{-34}\ \text{Js}} = 1,2 \cdot 10^{20}\ \text{Hz}$$

Vi ser at frekvensen må være høyere enn 10^{20} Hz.

c) 1)

Ekvivalensprinsippet sier at det ikke er mulig ved mekanikkforsøk å avgjøre om et referansesystem er i ro i et gravitasjonsfelt, eller om det beveger seg med konstant akselerasjon i et rom uten gravitasjonsfelt.

Et tankeeksperiment kan være at du slipper en koffert her på jorda. Da vil vi oppleve at kofferten akselererer nedover med $a = 9,81\ \text{m/s}^2$. Så drar vi ut i verdensrommet til et sted uten gravitasjonsfelt. Her starter vi rakettene på fartøyet vårt slik at det får en akselerasjon på $a = 9,81\ \text{m/s}^2$. Hvis vi er i dette romfartøyet og slipper kofferten vår, så vil vi oppleve at den akselerer nedover mot gulvet med $a = 9,81\ \text{m/s}^2$.

d)

1) Vi forutsetter at sløyfematerialet er ohmsk og bruker Ohms lov for sammenhengen mellom spenning og strøm. I tillegg benytter vi oss av Faradays induksjonslov.

$$U(t) = R \cdot I(t) \qquad \text{der } U(t) = \varepsilon(t)$$
$$\varepsilon(t) = R \cdot I(t) \qquad \text{der } \varepsilon(t) = -\Phi'(t)$$
$$I(t) = -\frac{\Phi'(t)}{R} \qquad \text{der } \Phi(t) = B(t) \cdot A$$
$$I(t) = -\frac{B'(t) \cdot A}{R}$$

Vi får oppgitt at arealet A og resistansen R er konstante. Siden den magnetiske flukstettheten B varierer, så vil $B'(t) \neq 0$ og vi får indusert en strøm i sløyfa.

2) Vi velger positiv retning for arealet i samme retning som magnetfeltet, altså innover i papirplanet. Da vil positiv retning for strømmen være definert som med klokka. Fra uttrykket for strøm i oppgave d1

$$I(t) = -\frac{B'(t) \cdot A}{R}$$

ser vi at når B øker, vil $I(t) < 0$. Den induserte strømmen vil derfor ha retning mot klokka.

3) Her kan vi igjen bruke uttrykket vi kom fram til i oppgave d1.

$$I(t) = -\frac{B'(t) \cdot A}{R} \qquad \text{der } B(t) = k \cdot t$$
$$= -\frac{(k \cdot t)' \cdot A}{R}$$
$$\underline{\underline{= -\frac{k \cdot A}{R}}}$$

Minustegnet i uttrykket for $I(t)$ betyr at strømmen beveger seg mot klokka, slik vi fant ovenfor.

Oppgave 3

a) Når loddet henger i ro, er $\Sigma F = 0$ og tyngdekraften nedover er like stor som fjærkraften oppover.

$$\Sigma F = 0$$
$$F - G = 0$$
$$F = G \qquad \text{der } F = kx \text{ og } G = mg$$
$$kx = mg$$
$$k = \frac{mg}{x}$$

Loddets masse (10^{-3} kg)	20	50	100	150	200
Forlengelsen av fjæra (10^{-2} m)	1,3	3,7	7,2	10,1	14,9
Fjærkonstant *k* (N/m)	15,09	13,25	13,62	14,56	13,16

$$\bar{k} = \frac{15,09 + 13,25 + 13,62 + 14,56 + 13,16}{5}\ \text{N/m} = 13,94\ \text{N/m}$$

Det største avviket fra middelverdien er 1,15 N/m. Usikkerheten skal angis med ett siffer. Fjærkonstanten blir derfor

$$k = \bar{k} \pm \Delta k = \underline{14\ \text{N/m} \pm 1\ \text{N/m}}$$

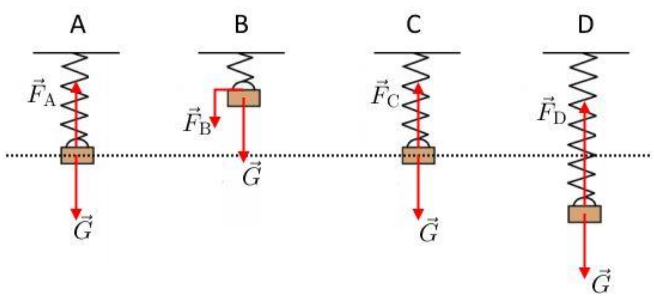
b) 1) I punkt A har loddet størst fart. Denne farten er positiv og fartsretninger er derfor oppover. Når loddet har størst fart, vil det si at det ikke lenger har noen akselerasjon, så $\Sigma F = 0$. Dette skjer når loddet passerer likevektslinja, der tyngdekraften og fjærkraften er like store.

I punkt B er farten til loddet 0. Det betyr at loddet befinner seg i punktet hvor det snur. Siden loddet nå har gått oppover, betyr det at loddet befinner seg i toppunktet.

I punkt C har loddet størst fart med negativt fortegn. Det betyr at den igjen ikke har noen akselerasjon i dette punktet, altså at den passerer likevektslinja. Denne gangen er fartsretningen nedover.

I punkt D er farten 0. Loddet befinner seg nå på bunnpunktet.

2)

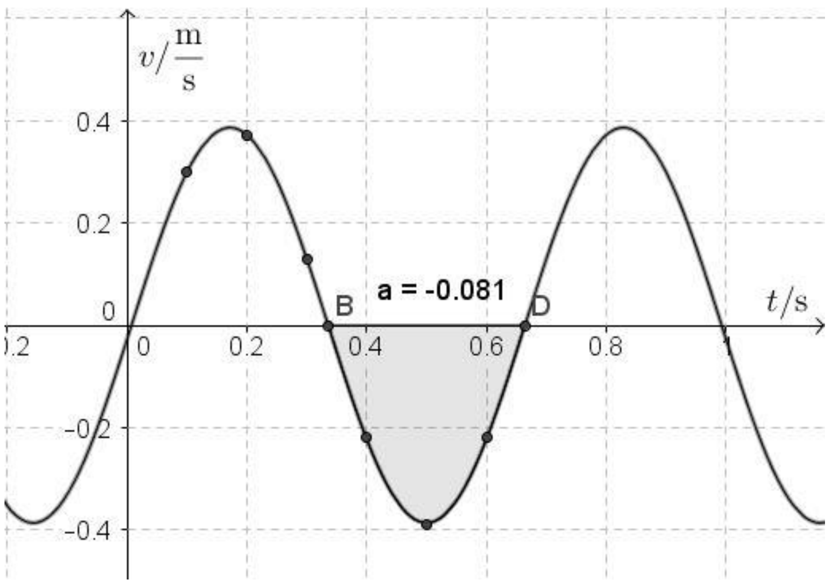


Kommentar til figurene. Figur B kan tegnes med $\vec{F}_B$ motsatt retning, men i størrelse mindre enn $\vec{G}$. Dette gjelder hvis utslagene er små, slik at loddet snur et sted mellom likevektspunktet for systemet lodd + fjær og likevektspunktet for fjær alene.

3) Siden fart er definert som den deriverte av posisjonsfunksjonen kan vi finne strekningen loddet har beveget se ved integrasjon av fartsfunksjonen. For å finne fartsfunksjonen bruker vi tallene for tid og fart som er oppgitt i tabellen, og legger disse inn i regnearket i GeoGebra. Deretter markerer vi dem, høyreklikker og velger **Lag liste med punkt** og får **Liste1**. Vi bruker **RegSin[Liste1]** for å finne en sinusfunksjon f som passer til punktene. Funksjonen vi får er

$$v(t) = 0,386\ \text{m/s} \cdot \sin(9,573\ \text{rad/s} \cdot t - 0,073\ \text{rad})$$

Verktøyet **Skjæring mellom to objekt** gjør at vi finner skjæringene med x-aksen og får punktene B(0,34 , 0) og D(0,66 , 0). Så bruker vi til slutt kommandoen **Integral[f, 0.34, 0.66]** og får $-0,081$. Loddet beveger seg altså 8,1 cm.



c) Funksjonsuttrykket som kommer fra ved regresjonen i oppgave b3 er

$$v(t) = 0,386\ \text{m/s} \cdot \sin(9,573\ \text{rad/s} \cdot t - 0,073\ \text{rad})$$

Fra dette uttrykket får vi at

$$\sqrt{\frac{k}{m}} = 9,573\ \text{s}^{-1}$$

$$\frac{k}{m} = 9,573^2\ \text{s}^{-2} \qquad \text{der } m = 0,050\ \text{kg}$$

$$k = 9,573^2\ \text{s}^{-2} \cdot 0,050\ \text{kg}$$

$$k = 4,582\ \text{kg/s}^2 = \underline{4,6\ \text{N/m}}$$

Vi får en fjærkonstant som er 4,6 N/m, noe som stemmer godt overens med opplysningene i oppgaven. Også amplituden A = 0,386 m/s stemmer godt med verdien vi leser av grafen: 3,9 m/s.

Kommentar til oppgaven: Funksjonsuttrykket vi får fra regresjon inneholder faseforskyvning. Dette ligger utenfor pensum i Fysikk 2 og er derfor ikke kommentert i løsningsforslaget.

Oppgave 4

a) Gravitasjonskraften $\vec{G}$ er eneste kraft på Callisto. Denne virker inn mot sentrum av sirkelbevegelsen til Callisto.

$$\Sigma F = ma \qquad \text{der } a = \frac{4\pi^2 r}{T^2}$$

$$G = m\frac{4\pi^2 r}{T^2}$$

$$\gamma\frac{mM}{r^2} = m\frac{4\pi^2 r}{T^2}$$

$$M = \frac{4\pi^2 r^3}{\gamma T^2}$$

$$= \frac{4\pi^2 \cdot (1882700 \cdot 10^3 \text{ m})^3}{6{,}67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2 \cdot (16{,}69 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 \text{ s})^2}$$

$$= 1{,}8994 \cdot 10^{27} \text{ kg} = \underline{1{,}90 \cdot 10^{27} \text{ kg}}$$

b) Fra oppgave a har vi sammenhengene for planetene A og B

$$\text{Planet A: } M = \frac{4\pi^2 r_A^3}{\gamma T_A^2} \qquad \text{Planet B: } M = \frac{4\pi^2 r_B^3}{\gamma T_B^2}$$

Siden det er snakk om samme sentrallegeme med masse M, får vi

$$\frac{4\pi^2 r_A^3}{\gamma T_A^2} = \frac{4\pi^2 r_B^3}{\gamma T_B^2}$$

$$\frac{r_A^3}{T_A^2} = \frac{r_B^3}{T_B^2}$$

$$\frac{T_A^2}{T_B^2} = \frac{r_A^3}{r_B^3}$$

$$\underline{\left(\frac{T_A}{T_B}\right)^2 = \left(\frac{r_A}{r_B}\right)^3}$$

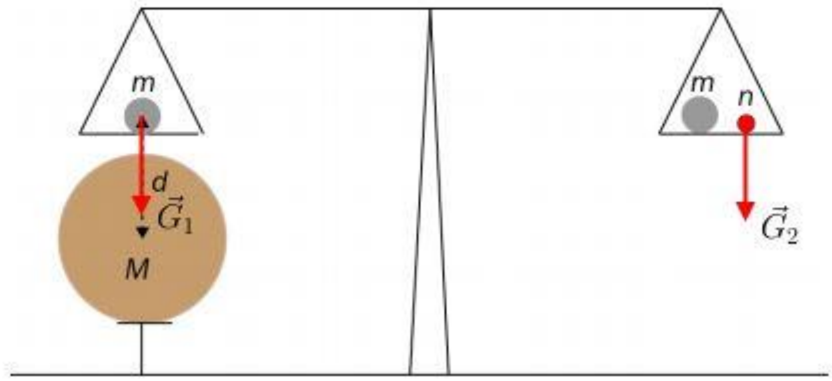
Vi lar Io være planet A og Europa være planet B.

$$\left(\frac{T_A}{T_B}\right)^2 = \left(\frac{1{,}769 \text{ døgn}}{3{,}551 \text{ døgn}}\right)^2 = 0{,}2482$$

$$\left(\frac{r_A}{r_B}\right)^3 = \left(\frac{421800 \text{ km}}{671100 \text{ km}}\right)^3 = 0{,}248289$$

Innenfor et rimelig antall siffer stemmer denne sammenhengen godt for de to månene til Jupiter.

c) Vi tegner en figur som viser de kreftene som har kommet til etter at den store blykula ble plassert under den ene skålvekta og det lille legemet på den andre skålvekta.



Disse kreftene må være like store for at balansen skal opprettholdes.

$$G_1 = G_2$$

$$\gamma \frac{m_1 M}{r^2} = m_2 g \qquad \text{der } m_1 = m,\ m_2 = n, \text{ og } r = d$$

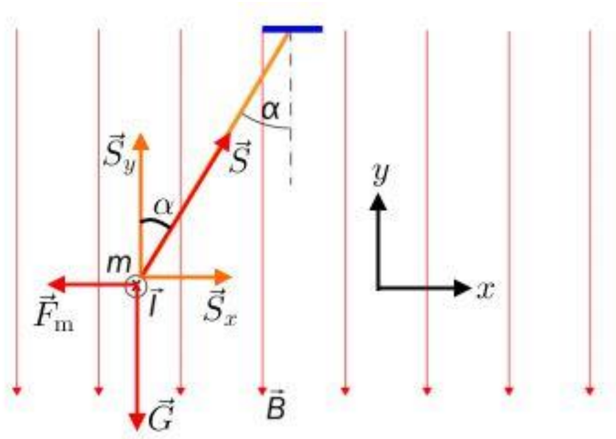
$$\gamma = \frac{ngd^2}{mM}$$

$$= \frac{0,589 \cdot 10^{-6}\ \text{kg} \cdot 9,807\ \text{m/s}^2 \cdot (0,5686\ \text{m})^2}{5009,450 \cdot 10^{-3}\ \text{kg} \cdot 5775,7\ \text{kg}}$$

$$= 6,4546 \cdot 10^{-11}\ \text{Nm}^2/\text{kg}^2 = \underline{6,45 \cdot 10^{-11}\ \text{Nm}^2/\text{kg}^2}$$

Oppgave 5

a) I følge høyrehåndsregelen for strømførende leder i magnetfelt får vi at når strømmen har retning rett inn i papirplanet (pekefinger) og magnetfeltet har retning rett ned (bøyde fingre), så vil den magnetiske kraften hele tiden ha retning rett mot venstre (tommelen). Den strømførende lederen trekkes ut mot venstre helt til vektorsummen av de kreftene som virker på lederen er lik null, se figuren under.



b) Vi bruker figuren i oppgave a og ser først på kreftene i *y*-retningen.

$$\Sigma F_y = 0$$

$$S_y - G = 0 \qquad \text{der } S_y = S\cos\alpha$$

$$S\cos\alpha = mg$$

$$S = \frac{mg}{\cos\alpha}$$

Vi bruker dette resultatet når vi ser på summen av kreftene i *x*-retningen.

$$\Sigma F_x = 0$$

$$S_x - F_\text{m} = 0 \qquad \text{der } S_x = S\sin\alpha \text{ og } F_\text{m} = IlB$$

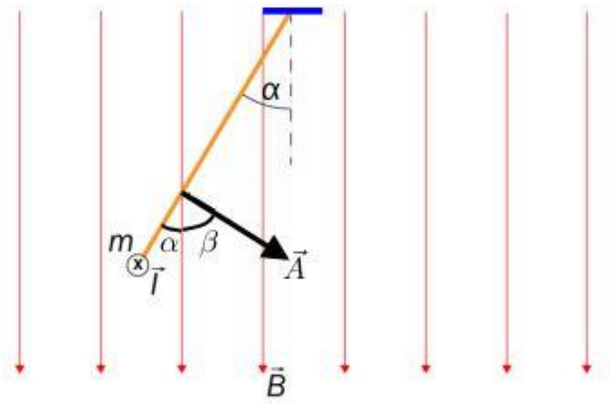
$$S\sin\alpha - IlB = 0 \qquad \text{der } S = \frac{mg}{\cos\alpha}$$

$$\frac{mg}{\cos\alpha}\sin\alpha = IlB$$

$$mg\tan\alpha = IlB$$

$$\underline{m = \frac{IlB}{g\tan\alpha}}$$

c)

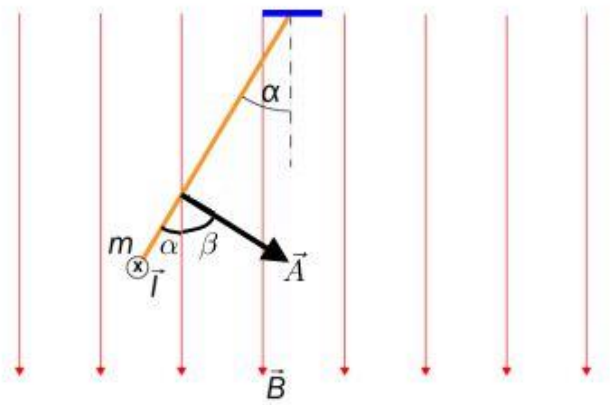


Fluksen gjennom sløyfa er gitt ved $\Phi = B \cdot A \cdot \cos\beta$, der B er styrken til det magnetiske feltet, A er arealet av sløyfa og $\beta = 90° - \alpha$ er vinkelen mellom arealvektoren og det magnetiske feltet. Når bryter S_1 åpnes og bryter S_2 lukkes forsvinner strømmen I med det samme. Da vil også den magnetiske kraften vi hadde forsvinne og lederen vil begynne å svinge innover. Dette fører til at vinkelen β mellom det magnetiske feltet og arealvektoren til sløyfa endres. Dermed endres også fluksen gjennom sløyfa. Siden

$$I = \frac{\varepsilon}{R} \qquad \text{der } \varepsilon = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

vil en fluksendring føre til en indusert ems, som igjen fører til en indusert strøm.

d) 1.



Vi velger arealvektor i retning på høyre side av ledersløyfa som vist på figuren over. Positiv strømretning er da definert som den retningen strømmen hadde i oppgave a. Vinkelen mellom arealvektoren og det magnetiske feltet kaller vi for β ($\beta = 90° - \alpha$). Når lederen svinger ned mot det laveste punktet vil β gå fra $\beta_1 < 90°$ til $\beta_2 = 90°$. Dermed vil

$$\Delta\Phi = B \cdot A \cdot (\cos\beta_2 - \cos\beta_1) = B \cdot A \cdot (\cos 90° - \cos\beta_1) = -B \cdot A \cdot \cos\beta_1 < 0 .$$

Da vil

$$I = \frac{\varepsilon}{R} \qquad \text{der } \varepsilon = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

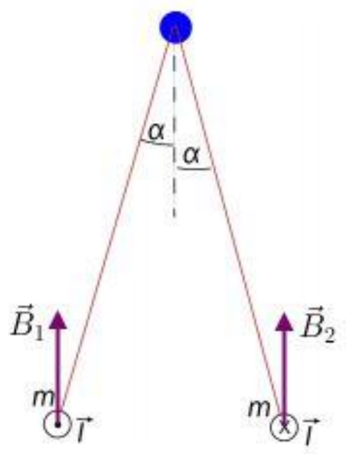
$$I = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t \cdot R} > 0$$

Og strømmen vil altså gå i positiv retning (siden $\Delta\Phi$ er negativ i uttrykket), den samme retningen som i oppgave a.

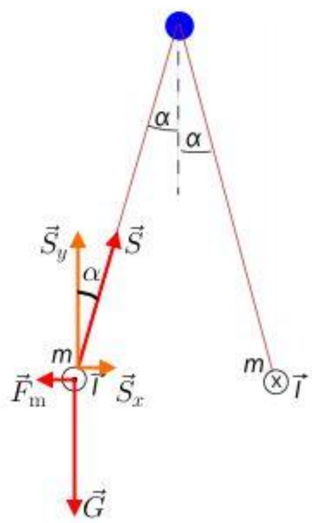
2. Når lederen svinger ut mot høyre, vil β gå fra $\beta_1 = 90°$ til $\beta_2 > 90°$. Detter gir igjen at $\Delta\Phi = B \cdot A \cdot (\cos\beta_2 - \cos\beta_1) < 0$. Vi får samme resultat som i forrige oppgave, nemlig at strømretningen blir den samme som i oppgave a.

e)

Rundt en strømførende rett leder dannes det et magnetfelt. Retningen kan vi finne ved å legge tommelen i strømretningen og krumme fingrene rundt lederen. Fingrene viser nå retningen for magnet-feltet. $\vec{B}_1$ viser retningen til magnetfeltet fra lederen til høyre akkurat der hvor lederen til venstre befinner seg. Magnet-feltet $\vec{B}_2$ er feltet fra venstre leder akkurat der høyre leder befinner seg



Ved å bruke høyrehåndsregelen for en strømførende leder i et magnetfelt ser vi nå at lederen til venstre vil bli påvirket av en kraft rett ut mot venstre, se figuren under. Tilsvarende vil lederen til høyre bli påvirket av en kraft rett ut mot høyre.



2. Vi starter med å se på Newtons 2. lov i x-retning. Vi får bl.a. bruk for at Biot-Savarts lov, $B = k\frac{I}{r}$, gir oss magnetfeltet som kommer fra lederen til høyre og som virker på lederen til venstre. Strømmen er den samme i begge lederne.

$$\Sigma F_x = 0$$

$$S_x - F_{\mathrm{m}} = 0 \qquad \text{der } S_x = S\sin\alpha \text{ og } F_{\mathrm{m}} = IlB$$

$$IlB = S\sin\alpha \qquad \text{der } B = k\frac{I}{r}$$

$$Il\cdot k\frac{I}{r} = S\sin\alpha$$

$$I^2 = \frac{rS\sin\alpha}{kl} \qquad (1)$$

Vi må nå finne et uttrykk for S, og det gjør vi ved å se på Newtons 2. lov i y-retning.

$$\Sigma F_y = 0$$

$$S_y - G = 0 \qquad \text{der } S_y = S\cos\alpha$$

$$S\cos\alpha - \mathrm{mg} = 0$$

$$\mathrm{S} = \frac{mg}{\cos\alpha} \qquad (2)$$

Vi setter så likning (2) inn i likning (1).

$$I^2 = \frac{r\cdot\frac{mg}{\cos\alpha}\sin\alpha}{kl}$$

$$I^2 = \frac{mgr\tan\alpha}{kl}$$

$$I = \sqrt{\frac{gr\tan\alpha}{k}\cdot\frac{m}{l}}$$

$$= \sqrt{\frac{9{,}81\ \mathrm{m/s^2}\cdot 0{,}030\ \mathrm{m}\cdot\tan 6{,}6^\circ}{2\cdot 10^{-7}\ \mathrm{Tm/A}}\cdot 0{,}0145\ \mathrm{kg/m}}$$

$$= 49{,}68\ \mathrm{A} = \underline{50\ \mathrm{A}}$$