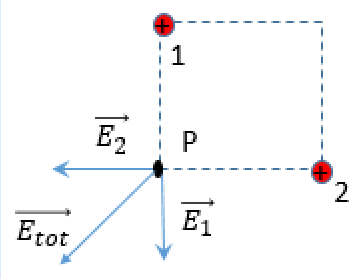
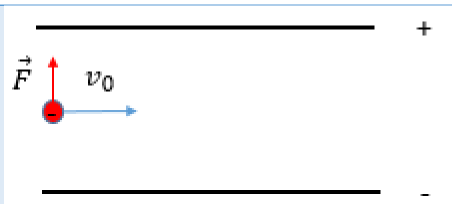
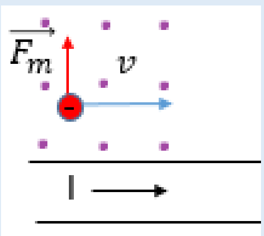
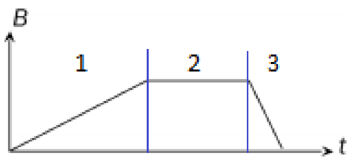
Løsningsforslag Fysikk 2 – Vår 2013

Oppgave	Svar	Forklaring
a)	B	 Feltet $\vec{E}$ går radielt ut fra en positivt ladning. Siden ladning 1 og 2 er like store, og ligger like langt unna P vil $\vec{E}$ være like stor fra hver ladning. Vektorsummen av disse går på skrå ned mot venstre.
b)	D	Den elektriske kraften mellom to punktladninger er gitt ved: $F(r) = k\frac{q_1q_2}{r^2}$ I avstanden r_0 har vi: $F(r_0) = k\frac{q_1q_2}{r_0^2} = F_0$ Dermed: $F\left(\frac{r_0}{2}\right) = k\frac{q_1q_2}{\left(\frac{r_0}{2}\right)^2} = 4k\frac{q_1q_2}{r_0^2} = 4F_0$
c)	A	 Det er et elektrisk felt mellom platene. Dette gjør at det virker en elektrisk kraft på elektronet som drar det mot den positive ladde platen.
d)	C	Det er kun gravitasjonen som virker på planetene. Vi har: $\Sigma F = ma$ Hvor $a = \frac{v^2}{r}$ for sirkelbevegelser $G = m\frac{v^2}{r}$ Der $G = \gamma\frac{mM}{r^2}$ $\gamma\frac{mM}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$ $v = \sqrt{\gamma\frac{M}{r}}$. Farten minker når radien øker. <u>Påstand 1 er dermed feil.</u> For den potensiell energien: $E_p = -\gamma\frac{mM}{r}$. Dette betyr at den potensielle energien øker når radien øker. Den høyeste potensielle energien er 0 når $r \to \infty$. <u>Påstand 2 er dermed riktig.</u>
e)	D	 HHR1: *Når vi krummer fingrene på høyre hånd rundt en rett leder, mens tommelen peker i strømretning, viser fingrene omløpsretningen til feltlinjene.* Dette vil gi magnetiske feltlinjer ut av papirplanet.

<table>
<tr><td></td><td></td><td></td><td>HHR2: La de strake fingrene peke i retningen til $q\vec{v}$ slik at de peker i magnetfeltretning når du bøyer dem. Tommelen peker da i kraftretning.

Når vi bruker HHR2 vil vi få en kraft oppover, denne vil gjøre at elektronet akselererer med en retning fra lederen.</td></tr>
<tr><td>f)</td><td>C</td><td colspan="2">Magnetfeltet har retning fra nordpolen til sørpolen, altså til venstre på figuren. Magnetfelt som er parallell med en leder vil ikke påvirke lederen. Alternativ A og B er dermed utelukket.

Hvis vi tenker oss at lederen består av positive partikler som beveger seg med en fart i strømretningen kan vi bruke HHR2 (beskrevet i e)) til å finne retningen på kraften på lederen. Dette gir at lederen FG lir påvirket av en kraft som går vinkelrett inn i papirplanet, mens EH blir påvirket av en kraft vinkelrett ut av papirplanet. Esken vil dermed bevege seg mot klokken.</td></tr>
<tr><td>g)</td><td>B</td><td colspan="2">Faradays induksjonslov gir:
$\varepsilon = -\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = -\frac{\Delta B \cdot A}{\Delta t}$
Den induserte spenningen er altså kun avhengig av hvor fort magnetfeltet endrer seg.

På vei inn i spolen vil den magnetiske feltstyrken endre seg mer og mer, og vi får økende indusert ems. Når magneten er inne vil ikke feltstyrken endres like hurtig og indusert ems synker. Når magneten er på vei ut vil igjen den induserte emsen endre seg hurtig. Denne gangen vil feltstyrken avta og fortegnet til emsen vil dermed være motsatt av i sted. Magneten har også høyere fart, slik at feltstyrken endres hurtigere.</td></tr>
<tr><td>h)</td><td>C</td><td colspan="2">

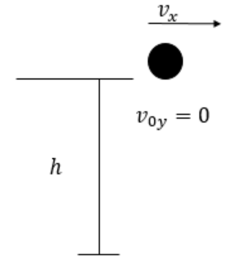
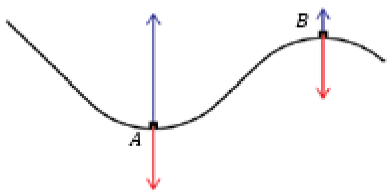
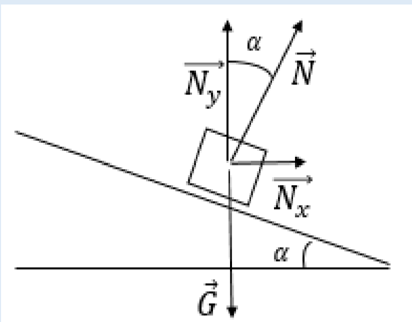
Faradays induksjonslov gir:
$\varepsilon = -\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = -\frac{\Delta B \cdot A}{\Delta t} = -A \cdot \frac{\Delta B}{\Delta t}$

Det er altså hvor hurtig B endres som gir indusert ems.

Del1: Endringen i magnetfeltet er konstant og positiv. Dette gir en konstant og negativ indusert ems.

Del2: Endringen av magnetfeltet er lik null og den induserte spenningen er dermed 0.

Del3: Magnetfeltet endrer seg hurtig, men synker. Dette gir høy ems, med motsatt fortegn som i del1.</td></tr>
<tr><td>i)</td><td>D</td><td colspan="2">I en transformator blir spenningen regulert opp eller ned.</td></tr>
</table>

j)	D	Horisontal retning: I øyeblikket vi slipper ballen vil ballen ha høy fart i horisontal retning (lik farten til flyet). Den horisontale farten vil minke hurtigst i starten, pga. luftmotstanden. Dette stemmer kun med alternativ D. I vertikal retning vil startfarten være null. Luftmotstanden vil gjøre sånn at fartsøkningen blir mindre og mindre. Dette stemmer også kun med alternativ D.	
k)	A	Begge kulene starter med $v_y = 0$. Den horisontale farten til kule A påvirker ikke hastigheten i y-retning. Begge kulene vil ha en akselerasjon $a_y = g$. De vil derfor treffe bakken samtidig.	
l)	B		$s_y = v_{0y}t + \frac{1}{2}a_y t^2$ $h = \frac{1}{2}gt^2$ $t = \sqrt{\frac{2h}{g}}$
m)	D	Det er ingen bevegelse i y-retning. Det betyr at $\Sigma F_y = 0$. Kreftene i y-retning er gravitasjonen, og en like stor kraft som virker oppover. Dette må være en friksjonskraft. I horisontal retning har vi bevegelse og en sentripetalakselerasjon som virker mot sentrum. Da må også ΣF_x gå mot sentrum. Dette passer med bilde D.	
n)	B		I punkt A har sykelisten akselerasjon oppover. Normalkraften fra bakken er altså større enn gravitasjonen. I punkt B har sykelisten akselerasjon nedover. Normalkraften fra bakken er altså mindre enn gravitasjonen.
o)	D		$\Sigma F_x = m\frac{v^2}{r}$ $\quad \Sigma F_y = 0$ $\vec{N_x} = m\frac{v^2}{r}$ $\quad \vec{N_y} = G$ $v = \sqrt{\frac{r \cdot \vec{N_x}}{m}}$ $\quad \cos\alpha \cdot \vec{N} =$ mg $v = \sqrt{\frac{r \cdot \vec{N} \cdot \sin\alpha}{m}}$ $\quad \vec{N} = \frac{mg}{\cos\alpha}$ $v = \sqrt{\frac{r \cdot \frac{mg}{\cos\alpha} \cdot \sin\alpha}{m}}$ $v = \sqrt{rg \cdot \tan\alpha}$
p)	D	Vi finner farten i B først. $E_A = E_B$ $mgh_A = \frac{1}{2}mv_B^2 + mgh_B$	

<table>
<tr><td></td><td></td><td>

$$v_B^2 = \frac{mgh_A - mgh_B}{\frac{1}{2}m} = 2(gh_A - gh_B) = 2(g4r - g2r) = 4gr$$

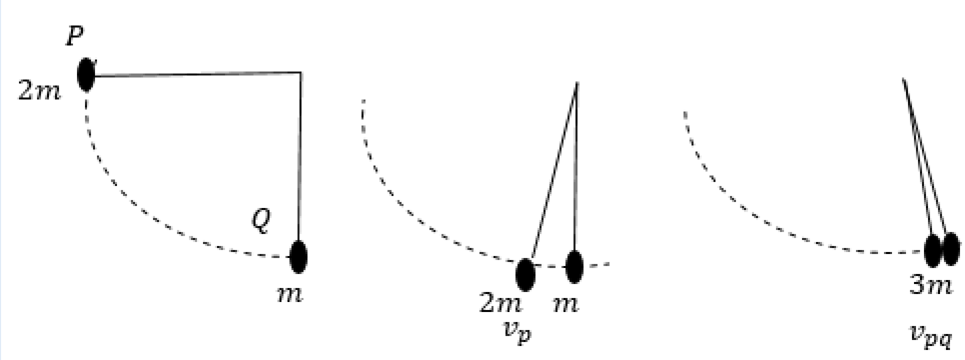
Vidre har vi at:

$\Sigma F = m\frac{v^2}{r}$

$N + G = m\frac{4gr}{r}$

$N = 4mg - G = 4gm - mg = 3mg$

</td></tr>
<tr><td>q)</td><td>B</td><td>



Noe av energien «forsvinner» i støtet. Energien er altså ikke bevart.

Rett før støtet er $v_p = \sqrt{2gl}$ ved energibevaring for ballen i punkt P. Videre:

$$2mv_p = 3m \cdot v_{pq}$$

$$\frac{2m\sqrt{2gl}}{3m} = v_{pq}$$

$$v_{pq} = \frac{2\sqrt{2gl}}{3} = \frac{2}{3}\sqrt{2gl}$$

Bevaring av energi for felleslegeme gir:

$$\frac{1}{2}m_{pq}v_{pq}^2 = m_{pq}gh$$

$$gh = \frac{1}{2}v_{pq}^2$$

$$gh = \frac{1}{2}\left(\frac{2}{3}\sqrt{2gl}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}2gl\right) = \frac{4}{9}gl$$

$$h = \frac{4}{9}l$$

Den kommer altså $\frac{4}{9}l$ over bunnpunktet.

</td></tr>
<tr><td>r)</td><td>B</td><td>

Vi har:

$$m_1v_1 = m_2v_2$$

$$2mv_1 = mv_2$$

$$v_1 = \frac{1}{2}v_2$$

</td></tr>
</table>

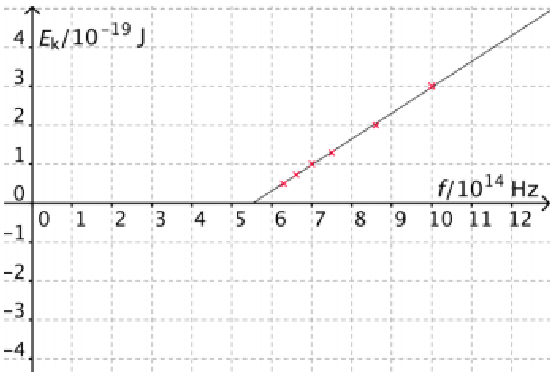
		Vidre har vi: $$\frac{E_{k1}}{E_{k2}} = \frac{\frac{1}{2}m_1 v_1^2}{\frac{1}{2}m_2 v^2} = \frac{2m\left(\frac{1}{2}v_2\right)^2}{mv_2^2} = \frac{2(\frac{1}{4}v_2^2)}{v_2^2} = \frac{1}{2}$$
s)	D	Vi antar at Jenny sin klokke går i 1s og at hun beveger seg i en hastighet på 0,9c. Tiden Jan opplever er da: $$t = \frac{t_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1\ s}{\sqrt{1-\frac{(0{,}9c)^2}{c^2}}} = \frac{1\ s}{\sqrt{1-\frac{0{,}81c^2}{c^2}}} = \frac{1\ s}{\sqrt{0{,}19}} = 2{,}29\ s$$ Vi ser at tiden i romskipet (1 s) går saktere enn tiden på jorden (2,29 s). Påstand 1 er sann. Tiden går saktere jo sterkere gravitasjonsfeltet er. Siden gravitasjonsfeltet nær stjernen er veldig mye sterkere enn på jorden vil tiden gå stadig saktere jo nærmere stjernen den kommer. Påstand 2 er dermed sann.
t)	C	Observatøren i begge referansesystemene vil oppleve at Newtons 1. lov gjelder, altså er dette treghetssystemer.
u)	C	Elektronet vil få en hastighet etter støtet. Dette betyr at fotonet må ha overført noe av sin egen energi til fotonet. Fotonet får altså mindre energi. Siden $E_f = hf$ ser vi at lavere energi hos fotonet betyr lavere frekvens.
v)	D	Heisenbergs uskarphetsrelasjon gir oss: $$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi} = k$$ $$\Delta p \geq \frac{k}{\Delta x}$$ Vi ser at denne formelen er omvendt proposjonal. Dvs. graf D.
w)	A	Gluoner formidler sterke kjernekrefter.
x)	C	Hooks lov sier: $F = kx$, hvor x er avstanden fra likevektslinja. I horisontal retning har vi: $$\Sigma F_x = ma$$ $$kx = ma$$ $$a = \frac{kx}{m}$$ Dette gir størst akselerasjon når x er stor. Altså når klossen er i sine ytterpunkter.

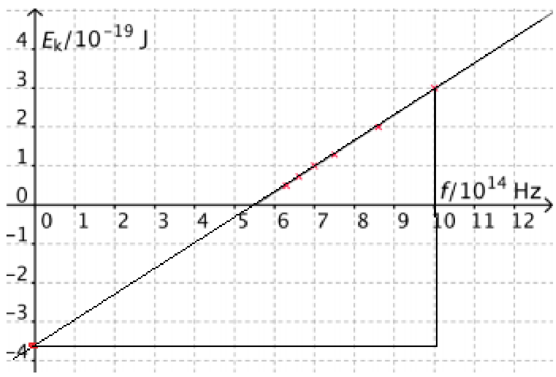
Oppgave 2

2a1) Fotoelektrisk effekt er at vi kan løsrive elektroner fra metallplater som blir belyst. Det en observerte var at frekvensen til fotonene hadde innvirkning på den kinetiske energien til de løsrevne elektronene. Hvis fotonene hadde for lav frekvens ville de ikke klare å løsrive elektroner. Det ble også påvist at intensiteten/lysstyrken i lyset ikke hadde innvirkning på den kinetiske energien elektronene hadde.

Einstein forklarte dette med en revolusjonerende ny modell for lys. I denne modellen består lys av en strøm med udelelige energipakker, der det kun er lysets frekvens som bestemmer energien til lyset. Fotonenes energi er gitt ved $E_f = hf$, hvor h er en konstant, og f er frekvensen til lyset.

2a2) Vi har $E_k = E_f - W$, hvor W er løsrivningsarbeidet. Vi ser at $E_f = 0$, gir $E_k = -W$.





Vi utvider linja i oppgaven og finner at den skjærer y-aksen i punktet $-3{,}6 \cdot 10^{-19} J$.
Løsrivningsarbeidet er $-3{,}6 \cdot 10^{-19} J.$

For Plancks konstant *h* har vi:

$$E_k = E_f - W$$

$$E_k + W = E_f$$
$$E_k + W = hf$$

$$h = \frac{E_k + W}{f} = \frac{3 \cdot 10^{-19} J + 3{,}6 \cdot 10^{-19} J}{10 \cdot 10^{14} Hz} = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-19} J}{10^{15} Hz} = 6{,}6 \cdot 10^{-34} Js$$

En verdi for *h er* $6{,}6 \cdot 10^{-34} Js.$

2b1) Farten til protonet er vinkelrett på magnetfeltet B. Fra dette magnetfeltet vil det virke en kraft som står vinkelrett på farten til protonet og magnetfeltet. Denne kraften vil endre retningen til protonet, men den «nye» retningen vil fortsatt stå vinkelrett på magnetfeltet og derfor vil kraften alltid være vinkelrett på farten. Dette kjennetegner sirkelbevegelser og protonet vil dermed gå i en sirkelbane i magnetfeltet.

2b2) Det er bare den magnetiske kraften F_m som virker på protonet.

$\Sigma F = ma$ hvor $a = \frac{v^2}{r}$ for sirkelbevegelser.

$\Sigma F = ma$

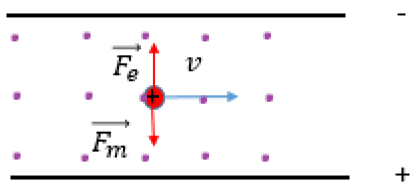
$F_m = m\frac{v^2}{r}$

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

$r = m\frac{v^2}{qvB} = \frac{mv}{qB}$

Et uttrykk for radien r er altså $r = \frac{mv}{qB}$

2b3)



Siden vi har en rettlinjet bevegelse må summen av kreftene være null.

$\Sigma F = 0$

$F_e - F_m = 0$

$qE - qvB = 0$

$\underline{E = vB}$

2c1) Det er kun tyngdekraften G som virker.

$\Sigma F = ma$

$G = \frac{mv^2}{r}$

$\gamma\frac{mM}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$

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

$v = \sqrt{\frac{\gamma M}{r}}$

2c2) Generelt for legemer i bevegelse har vi at $v = \frac{s}{t}$ som gir $v = \frac{2\pi r}{T}$ for en sirkelbane. Her er T tiden satellitten bruker på en runde. Dermed:

$\frac{2\pi r}{T} = \sqrt{\frac{\gamma M}{r}}$ som vi skal løse med hensyn til r.

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

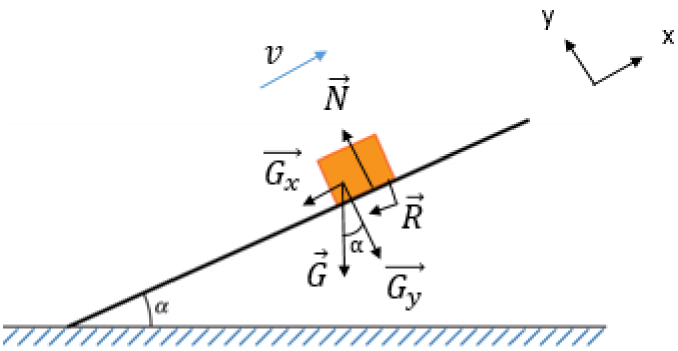
$$r^3 = \frac{\gamma M T^2}{4\pi^2}$$

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

Vi ser at uttrykket vi får stemmer med det vi skulle vise fra oppgaven.

Oppgave 3

3a1)



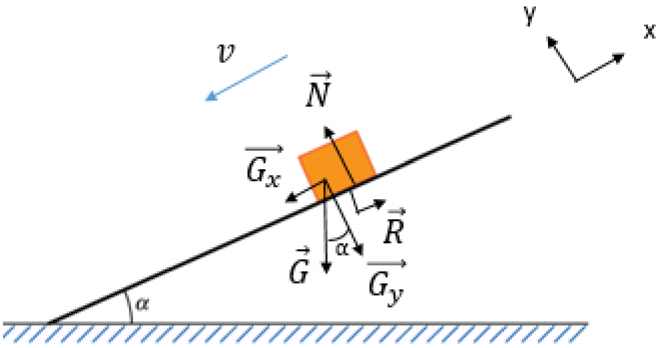
Klossen på vei oppover:

$$\Sigma F_x = ma$$
$$-G_x - R = ma$$
$$-mg\sin\alpha - \mu N = ma$$
$$-mg\sin\alpha - \mu mg\cos\alpha = ma$$
$$a = -g\sin\alpha - \mu g\cos\alpha$$
$$a = -g(\sin\alpha + \mu\cos\alpha)$$
$$a = -9{,}81 m/s^2 (\sin 28° + 0{,}20\cos 28°)$$
$$a = -6{,}337 m/s^2 = -6{,}3 m/s^2$$

Akselerasjonen er 6,3m/s^2 nedover skråplanet når klossen beveger seg oppover.

$$\Sigma F_y = 0$$
$$N - G_y = 0$$
$$N = G_y = mg\cos\alpha$$

3a2)



Denne utregningen er svært lik den i forrige oppgave. Forskjellen er at friksjonsmotstanden går motsatt retning. Klossen på vei nedover:

$$\Sigma F_x = ma$$
$$-G_x + R = ma$$
$$-mg\sin\alpha + \ \mu N = ma$$
$$-mg\sin\alpha + \ \mu mg\cos\alpha = ma$$
$$a = -g\sin\alpha + \ \mu g\cos\alpha$$
$$a = g\,(\mu\cos\alpha - \sin\alpha)$$
$$a = 9{,}81 m/s^2 (\ 0{,}20\cos 28° - \sin 28°)$$
$$a = 2{,}873 m/s^2 = -2{,}9 m/s^2$$

Akselerasjonen er altså 2,9m/s^2 nedover skråplanet når den beveger seg nedover.

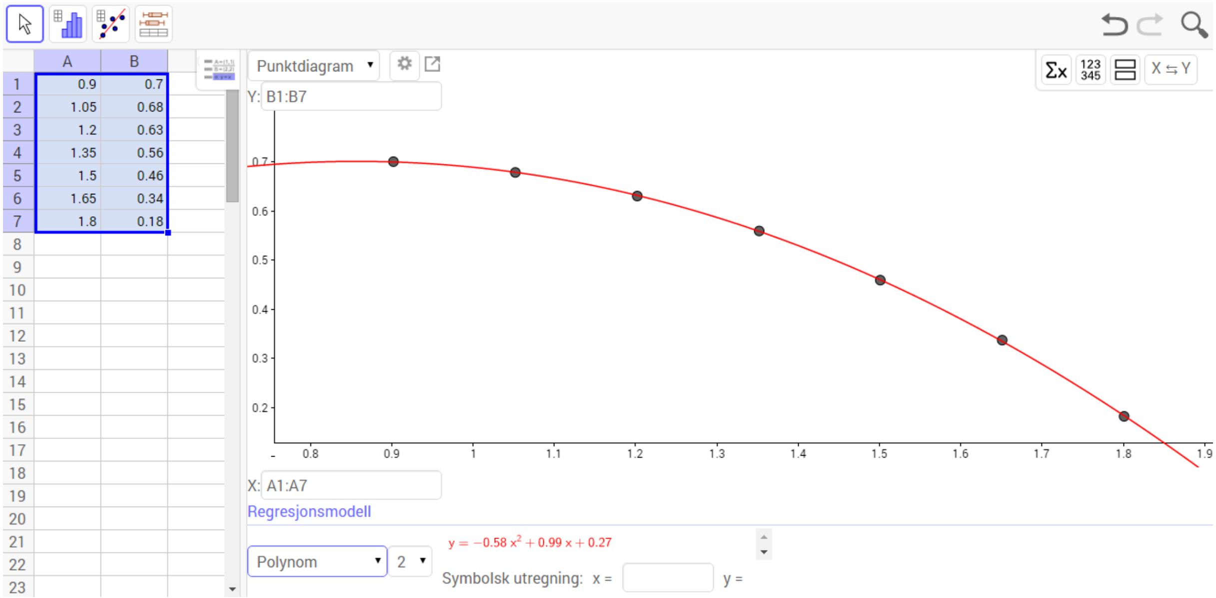
$$\Sigma F_y = 0$$
$$N - G_y = 0$$
$$N = G_y = mg\cos\alpha$$

3b)

Bevegelsen består av to deler, en hvor klossen beveger seg oppover og en hvor den beveger seg nedover.

Akselerasjonen til klossen vil være forskjellig i disse to delene, og det er dermed rimelig å anta at det vil være et funksjonsuttrykk for å beskrive bevegelsen nedover, og et annet for å beskrive bevegelsen oppover. I begge tilfeller vil $s(t)$ være på formen $s(t) = v_0 t + \frac{1}{2}at^2$, men akselerasjonen a vil altså være forskjellig.

3c)



Den letteste måten å finne et funksjonsuttrykk for s(t) er å bruke regresjonsanalyse i Geogebra. Legger inn punktene fra tabell 2 i regnearket. Trykker på regresjonsanalyse og velger et andregradspolynom.

Da får vi $s(t) = -0{,}58t^2 + 0{,}99t + 0{,}27$

Vi kan nå finne akselerasjonen ved hjelp av derivasjon:

$$a(t) = s''(t) = (-0{,}58t^2 + 0{,}99t + 0{,}27)'' = (-1{,}16t + 0{,}99)' = -1{,}16$$

Akselerasjonen er dermed konstant og lik -1,16m/s² når klossen er på vei nedover skråplanet.

3d)

Klossen på vei oppover skråplanet:

$$\begin{gathered} \Sigma F_x = ma \\ -G_x - R = ma \\ R = -ma - G_x \\ R = -ma - mg\sin\alpha \\ R = -m(a + g\sin\alpha) \\ R = -0.123kg(-6{,}9m/s^2 + 9{,}81m/s^2 \sin 24°) \\ \underline{R = -0{,}41N} \end{gathered}$$

$$\begin{gathered} \Sigma F_y = 0 \\ N - G_y = 0 \\ N = G_y = mg\cos\alpha \end{gathered}$$

Klossen på vei nedover skråplanet:

$$\begin{gathered} \Sigma F_x = ma \\ -G_x + R = ma \\ R = ma + G_x \\ R = ma + mg\sin\alpha \\ R = m(a + g\sin\alpha) \\ R = 0.123kg(-1{,}16m/s^2 + 9{,}81m/s^2 \sin 24°) \\ \underline{R = 0{,}35N} \end{gathered}$$

$$\begin{gathered} \Sigma F_y = 0 \\ N - G_y = 0 \\ N = G_y = mg\cos\alpha \end{gathered}$$

Friksjonskraften er omtrent like stor på vei opp og ned, men motsatt rettet fordi at fartsretningen har skiftet.

Oppgave 4

4a)

$$v = \frac{s}{t} = \frac{2\pi r}{T} = \frac{2\pi \cdot 9400\ km}{7t + 39min} = \frac{2\pi \cdot 9400 \cdot 10^3 m}{7 \cdot 3600s + 39 \cdot 60s} = 2144{,}5 m/s$$

$$v = 2{,}14 km/s$$

<u>Banefarten er 2,14m/s.</u>

4b1)

$g = \frac{G}{m}$ hvor $G = \gamma \frac{mM}{r^2}$

$$g = \frac{\gamma \frac{mM}{r^2}}{m} = \frac{\gamma M}{r^2} = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-11} Nm^2/kg^2 \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16} kg}{(11100\ m)^2} = 5{,}80 \cdot 10^{-3} N/kg$$

<u>$g = 5{,}80 \cdot 10^{-3} N/kg$ på overflaten til Phobos, slik vi skulle vise.</u>

4b2)

Vi bruker samme framgangsmåte og får:

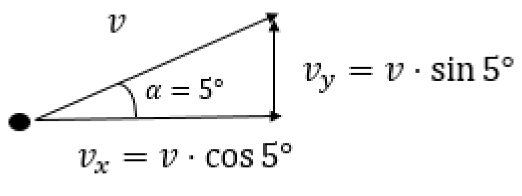
$$g = \frac{\gamma M}{r^2} = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-11} Nm^2/kg^2 \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16} kg}{(11{,}1\ km + 5km)^2} = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-11} Nm^2/kg^2 \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16} kg}{(16{,}1\ km)^2}$$

$$g = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-11} Nm^2/kg^2 \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16} kg}{(16\ 100\ m)^2} = 2{,}7583 \cdot 10^{-3}\ N/kg$$

<u>$g = 2{,}76 \cdot 10^{-3}\ N/kg$</u>

Dette er altså mer enn en halvering av gravitasjonsfeltstyrken 5km over bakken.

4c)



$$a_y = -5{,}8 \cdot 10^{-3}\ m/s^2$$

Vi regner ut hvor lenge steinen er i lufta ved å se på bevegelsene i y-retning:

$$s_y(t) = v_{0y} t + \frac{1}{2} a_y t^2 = t(v_{0y} + \frac{1}{2} a_y t)$$

Vi setter $s_y(t) = 0$ og får:

$0 = t(v_{0y} + \frac{1}{2} a_y t)$ som gir løsningene:

$t = 0 \quad \vee \quad t = -\frac{v_{0y}}{\frac{1}{2}a_y} = -\frac{2v \cdot \sin 5°}{a_y} = \frac{2 \cdot 5m/s \cdot \sin 5°}{5{,}8 \cdot 10^{-3}\ m/s^2} = 150{,}2s$

<u>Det tar altså 150 sekunder før ballen treffer bakken igjen.</u>

4d)

Vi mistenker at ballen kommer såpass høyt at tyngdefeltet ikke er konstant. Det betyr at vi må regne med energibevaring.

$E_1 = E_2$

$\frac{1}{2}mv_1^2 - \gamma\frac{mM}{r_1} = \frac{1}{2}mv_2^2 - \gamma\frac{mM}{r_2}$ hvor $v_2 = 0$.

$\frac{1}{2}v_1^2 - \gamma\frac{M}{r_1} = -\gamma\frac{M}{r_2}$

$r_2(\frac{1}{2}v_1^2 - \gamma\frac{M}{r_1}) = -\gamma M$

$$r_2 = -\frac{\gamma M}{\frac{1}{2}v_1^2 - \gamma\frac{M}{r_1}} = -\frac{2\gamma M r_1}{v_1^2 r_1 - 2\gamma M}$$

$$r_2 = -\frac{2 \cdot 6{,}67 \cdot \frac{10^{-11}Nm^2}{kg^2} \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16}kg \cdot 11{,}1 \cdot 10^3 m}{\left(10\frac{m}{s}\right)^2 \cdot 11{,}1 \cdot 10^3 m - 2 \cdot 6{,}67 \cdot \frac{10^{-11}Nm^2}{kg^2} \cdot 1{,}072 \cdot 10^{16}kg} = -\frac{1{,}587353 \cdot 10^{10} m^4/s^2}{11{,}1 \cdot 10^5\ m^3/s^2 - 14{,}3 \cdot 10^5 m^3/s^2}$$

$$r_2 = -\frac{1{,}587353 \cdot 10^5 m^4/s^2}{-3{,}2\ m^3/s^2} = 49604m = 49{,}6km$$

Steinen kommer altså 49,6 km over månens sentrum.

Dette tilsvarer: $49{,}6km - 11{,}1km = 38{,}5km$. Dette bekrefter at det var lurt å anta at tyngdefeltet ikke var konstant, siden vi vet at tyngdekraften er mer enn halvert 5km over bakken.

<u>Steinen kommer altså 38,5km over overflaten!</u>

Oppgave 5

5a) Når en rett leder med lengden l beveger seg med farten v i et homogent magnetisk felt blir det indusert en spenning: $\varepsilon = vBl$

Vi skal finne strømmen og retningen:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{vBl}{R} = \frac{1{,}2\ m/s\ \cdot 0{,}35\ T\ \cdot 0{,}40\ m}{0{,}20\Omega} = 0{,}84A$$

For å finne retningen tenker vi oss en positiv ladd partikkel i metalstaven som beveger seg med hastigheten v mot høyre. Ved hjelp av HHR2 finner vi at kraften på denne partikkelen virker nedover i staven. <u>Vi får dermed en strøm på 0,84A med klokken.</u>

5b1)

Det går en strøm gjennom staven. Elektrisk ladde partikler som beveger seg vinkelrett på et magnetfelt er påvirket av kraften $F_m = qvB$. Siden disse partiklene ikke har mulighet til å forlate staven vil kraften virke på staven.

5b2)

Kraften på en rett strømførende leder som ligger vinkelrett på et magnetfelt er gitt ved $F_m = IlB$.

Dette gir: $F_m = IlB = 0{,}84A \cdot 0{,}40m \cdot 0{,}35T = 0{,}12N$

Strømmen går nedover i lederen. Ved hjelp av HHR2 får vi at det virker en kraft mot venstre på lederen.

<u>Den magnetiske kraften på lederen N er altså 0,12N og denne kraften er mot venstre.</u>

5c)

På staven virker kun den magnetiske kraften F_m.

$\Sigma F = ma$ der $a = v'$

$-F_m = mv'$ der $F_m = \frac{U}{R} lB = \frac{\varepsilon}{R} lB = \frac{vBl}{R} lB = \frac{B^2 l^2}{R} v$

$$-\frac{B^2 l^2}{R} v = mv'$$

$mv' = -\frac{B^2 l^2}{R} v$ som var det vi skulle vise.

5d)

Fordi $s'(t) = v(t)$ vil $s(t) = \int v(t)$

Vi regner ut $s(t)$ når $s(t = \infty)$.

$$s(t = \infty) = \int_0^\infty v(t)dt = \int_0^\infty 1{,}2 \cdot e^{-0{,}98t} dt = \left[\frac{1{,}2}{-0{,}98} e^{-0{,}98t}\right]_0^\infty = -1{,}224 \cdot (e^{-0{,}98 \cdot \infty} - e^{-0{,}98 \cdot 0})$$

$s(t = \infty) = -1{,}224 \cdot (0 - 1) = 1{,}224$

Vi har her regnet hvor langt den kommer etter uendelig mye tid. Av grafen ser vi at metalstaven i praksis allerede har stoppet etter 6sekunder. Det betyr at den bevegelsen er ferdig etter 6 sekunder.

<u>Staven beveger seg 1,2m før den stopper etter 6 sekunder.</u>