TFY4115 Fysikk (MTELSYS/MTTK/MTNANO)

Eksamen 16. des. 2017. Løsningsforslag

Oppgave:	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
Rett svar:	A	C	D	D	E	E	B	B	A	C	D	E	
Oppgave:	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
Rett svar:	D	C	C	C	C	D E	A	B	C	C	B	C	E
Oppgave:	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	
Rett svar:	C	B	D	B	C	E	A	C	A	B	D	D	
Oppgave:	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
Rett svar:	C	C	A	E	E	A	D	D	B	A	E	E	A

Detaljer om spørsmålene:

1. A. I vakuum er det ingen luftmotstand og alle legemer har samme akselerasjon, g.

2. C. Maks statisk friksjonskraft $F_{\rm f,s} = mg\mu_{\rm s} = 250$ N. Maks kinetisk friksjonskraft $F_{\rm f,k} = mg\mu_{\rm k} = 175$ N. Begge er mindre enn trekkrafta 275 N, slik at klossen akselereres.

3. D. Klossen i ro: $\sum F = 0$ langs planet, som gir $F_{\rm f} = mg\sin\theta$, friksjonen holder akkurat igjen for tyngdens komponent langs planet. Friksjonen kan maksimalt være $\mu_{\rm s} mg\cos\theta$, som skjer rett før klossen begynner å gli ved θ_0. Derfor er altså ikke $F_{\rm f} = \mu_{\rm s} mg\cos\theta$ for $\theta < \theta_0$.

4. D. $v(t) = \dot{s} = 6,0\ \mathrm{m/s^2} \cdot t + 2,0\ \mathrm{m/s}$ som ved $t = 2,0\,\mathrm{s}$ gir 14 m/s. Effekten kan uttrykkes $P = Fv = 10\,\mathrm{N} \cdot 14\,\mathrm{m/s} = 140\,\mathrm{W}$.

5. E. Når kulene henger sammen er dette et fullstendig uelastisk støt, og det vil tapes energi. Under en kollisjon uten ytre krefter er alltid p og L bevart (her er sammenhengen $L = \ell p$ for hver av kulene, der ℓ er snorlengden).

6. E. Snorkraft $S = mg + F_{\rm c} = mg + mv^2/\ell$ og farten bestemmes av energibevaring:

$$mg(\ell - \ell/4) = \frac{1}{2}mv^2 \;\Rightarrow\; mv^2 = \frac{3}{2}mg\ell \quad \Rightarrow S = mg + \frac{3}{2}mg = \frac{5}{2}mg.$$

7. B. Vi bruker konstant-akselerasjonslikningen $2as = v_2^2 - v_1^2$ to ganger. Etter s er farten $2v_1$ og etter $2s$ er farten v_2 som skal bestemmes:

$$2as = (2v_1)^2 - v_1^2 = 3v_1^2 \quad \text{og } 2a(2s) = v_2^2 - v_1^2 \;\Rightarrow\; v_2^2 = 4as + v_1^2 = 2\cdot 3v_1^2 + v_1^2 \;\Rightarrow\; v_2 = \sqrt{7}v_1.$$

8. B. Startfarten er null. Det betyr at $v = at$ og øker prop. med tida. Videre er $P = W/t = Fs/t = Fv$, og det vil si at effekten er proporsjonal med farten. Den kinetiske energien er $E = \frac{1}{2}mv^2$ og altså proporsjonal med farten kvadrert og dermed også tida kvadrert.

9. A. N2: $Mg - kv = Ma = M\,\dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \quad\Rightarrow \dfrac{\mathrm{d}v}{Mg - kv} = \dfrac{\mathrm{d}t}{M} \quad\Rightarrow \dfrac{dv}{1 - kv/Mg} = g\,\mathrm{d}t.$

10. C. Uten friksjon er det kun snakk om translasjon, og tyngden til klossen gir følgende akselerasjon (Newton 2 for systemet av kloss+sylinder)

$$a = \frac{\Sigma F}{\Sigma M} = \frac{Mg}{2M} = \underline{\frac{1}{2}g}.$$

11. D. Ved rein rulling er $a = \alpha R$. Rotasjonsakselerasjonen for sylinderen kommer fra friksjonskraft $F_{\rm f}$ som må virke mot venstre. Newton 2 (translasjon) for systemet kloss+sylinder gir

$$Mg - F_{\rm f} = 2M \cdot a, \tag{1}$$

mens spinnsatsen (N2-rot) for sylinderen gir

$$\tau = I\alpha \quad\Rightarrow\quad F_{\rm f}R = \frac{1}{2}MR^2\frac{a}{R} \quad\Rightarrow\quad F_{\rm f} = \frac{1}{2}Ma. \tag{2}$$

Uttrykket (2) for $F_{\rm f}$ innsatt i likn. (1) gir

$$Mg - \frac{1}{2}Ma = 2M\cdot a \quad\Rightarrow\quad \frac{5}{2}Ma = Mg \quad\Rightarrow\quad a = \underline{\frac{2}{5}g}\,.$$

12. E. Sylinderen vil gli bortover med delvis rulling. Friksjonen blir kinematisk med frik. koeffisient $\mu = 0,10$. Friksjonskrafta virker mot venstre og er lik $F_{\rm f} = 0,10 \cdot F_{\rm N} = 0,10 \cdot Mg$. Likn. (1) gir

$$Mg - F_{\rm f} = 2M\cdot a \quad\Rightarrow\quad Mg - 0,10\cdot Mg = 2M\cdot a \quad\Rightarrow\quad a = \underline{\frac{9}{20}g}.$$

13. D. Høydeforskjellen, H, mellom start og linja A gir potensiell energi mgH til hvert legeme ved start. Legeme 2 og 3 ruller og er utsatt for statisk friksjon og mister ingen energi slik at $E_k(2) = E_k(3) = mgH$. Legeme 1 er utsatt for glidende (kinetisk) friksjon og mister energi slik at $E_k(1) < mgH$.

14. C. På veg oppover virker friksjonskrafta og tyngdens komponent langs skråplanet begge nedover. Hvis klossen sklir nedover virker friksjonskrafta oppover, motsatt tyngdens komponent. Akselerasjonen - representert ved hellingen på v-kurva - er derfor størst på veg opp. Derfor er graf 2 rett. Men hvis friksjonen er så stor at klossen blir liggende på toppen er graf 4 rett. Altså kan både 2 og 4 være riktige forløp.

15. C. Da ingen ytre krefter virker er spinnet L konstant. Professoren gjør indre arbeid ved å trekke bøkene nærmere kroppen slik at energien øker. Dette kan også beregnes: Spinnet $L = I\omega$ konstant mens I avtar og ω øker. $E_k = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{1}{2}L\omega$ må da øke.

16. C. Punktet A sin translasjonhastighet er v_t mot venstre. A's hastighet pga. rotasjonen er $v_r = \omega r = v_t$ i retning rett oppover. Vektorsummen blir $v\sqrt{2}$ i retning 45° framover (skrått mot venstre).

17. C. Treghetsmoment om transversal akse gjennom sentrum: $I_{cm} = \frac{1}{12}mL^2$ (f.eks. fra formelark). Akse $\frac{1}{3}L$ fra den ene enden $= \frac{1}{2}L - \frac{1}{3}L = \frac{1}{6}L$ fra sentrum. Steiners sats gir treghetsmoment om denne aksen:

$$I = I_{cm} + m\left(\frac{1}{6}L\right)^2 = m\left(\frac{1}{12} + \frac{1}{36}\right)L^2 = m\frac{4}{36}L^2 = m\frac{1}{9}L^2.$$

Man kan alternativt bruke oppgitt $I_e = \frac{1}{3}mL^2$ om enden til å finne I_{cm} ved Steiners sats.

18. D eller **E.** Translasjonsfarten $v = \omega R$ er gitt ved energibevarelse:

$$Mgh = \frac{1}{2}Mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{1}{2}Mv^2\left(1 + \frac{I}{MR^2}\right) = \text{lik for alle.}$$

En sylinder har større treghetsmoment enn kuler: $I_{syl} = \frac{1}{2}MR^2$, $I_{kule} = \frac{2}{5}MR^2$. Da blir v ved bunnen minst for sylinderen og lik for begge kulene. **NB:** Fordi det ved en feil ikke ble presisert at legemene starter fra samme sted med null fart, er ved bedømmelsen også alternativ E akseptert som rett svar.

19. A. Vinkelhastighet $\omega = v/R = 4,0\,\text{s}^{-1}$. Treghetsmomentet for tynn ring er $I = mr^2 = 0,25\,\text{kg}\,\text{m}^2$. Spinnet er da $L = I\omega = 1,00\ \text{kg}\,\text{m}^2\text{s}^{-1}$.

20. B. Newtons 2. lov for rotasjon (spinnsatsen): Kraftmoment $\tau = \mathrm{d}L/\mathrm{d}t$, dvs. lik den deriverte m.a.o. stigningstallet for L mot t.

21. C. For harmonisk svingning er $a = -\omega^2 x(t)$, slik at her er vinkelhastigheten $\omega = 4,0\,\text{s}^{-1}$. Da er perioden $T = 2\pi/\omega = 1,57$ s.

22. C. $\dot{x}(t) = -0,040\,\text{m} \cdot 30\text{s}^{-1} \cdot \sin\left(30\text{s}^{-1}\,t + \pi/6\right)$ og maks. hastighet er $= |-0,040\,\text{m} \cdot 30\text{s}^{-1}| = 1,2$ m/s.

23. B. For en udempa tyngdependel er $T \propto \sqrt{\ell/g}$. Når ℓ må reduseres for å gi samme T, må g på planeten være mindre. Om maksimalt vinkelutslag blir stort er fortsatt $T \propto \sqrt{\ell/g}$ (men T øker noe med økende maks. utslag.)

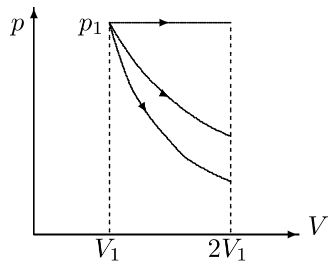
24. C. Tyngden Mg av legemet fordeles med halvparten på hver av de to snorene i overkant av nedre trinse, dvs. $\frac{1}{2}Mg$. Snorkrafta i denne høyre snora må være lik over øvre trinse og over til venstre snor der F virker. Ved likevekt må derfor $F = \frac{1}{2}Mg$.

25. E. La L være bjelkens lengde. Vertikalkomponenten F_y finnes enkelt ved momentbalanse om ytterpunktet på bjelken, der kun denne krafta og bjelkens tyngde har moment: $F_y \cdot L - G \cdot L/2 = 0$, som gir $F_y = G/2 = 50,0\,\text{N}$.

26. C. Fra ideell gasslov: $V = \dfrac{nRT}{p} = \dfrac{\frac{1}{2}n_0 R\, 2T_0}{\frac{4}{3}p_0} = \dfrac{3}{4}\dfrac{n_0 R T_0}{p_0} = \dfrac{3}{4}V_0$.

27. B. Ved konst p utvider gassen seg og gjør ytre arbeid $W > 0$. $U = Q - W$ gir at indre energi øker mindre enn 10 J.

28. D. Arbeidet tilsvarer arealet under den respektive prosesskurva i et pV-diagram. Det isoterme arbeidet W_T (areal under isotermen) er derfor mindre enn arealet under isobaren som for trykk p_1 blir $W_p = p_1 V_1$. Adiabaten har brattere helning enn isotermen og arealet under adiabaten er minst.



29. B. $\mathrm{d}S = đQ_{\mathrm{rev}}/T = 0$, eller: reversibel, adiabatisk prosess er isentropisk.

30. C. For metall er $U = C_p \cdot n \cdot T$, når U dobles vil også T (i kelvin) dobles. Dermed er $T_2 = 2 \cdot (273 + 20)\,\mathrm{K} = 586\,\mathrm{K}$, dvs. $313\,°\mathrm{C}$.

31. E. Molar varmekapasitet er definert $C = \dfrac{1}{n}\dfrac{đQ}{\mathrm{d}T}$, hvor $đQ$ er varmen ved den gitte prosessen. For en isoterm prosess er $\mathrm{d}T = 0$, slik at $C_T = \infty$. (Eks. isoterm utvidelse ideell gass: $đQ = đW = p\mathrm{d}V \neq 0$ mens $\mathrm{d}T = 0$.)

32. A. Ekvipartisjonsprinsippet sier at energien fordeles med $\frac{1}{2}k_{\mathrm{B}}T$ per frihetsgrad per molekyl, uansett masse. Per atom blir det derfor like mye (indre) energi U for de to enatomige gassene siden begge har tre frihetsgrader.

33. C. Partiklenes midlere kinetiske energi, $\langle E_{\mathrm{k}}\rangle = \frac{1}{2}m\langle v^2\rangle$, er proporsjonal med systemets temperatur T. En halvering av T betyr derfor en halvering av $\langle v^2\rangle$, dvs. v_{rms} reduseres med faktoren $1/\sqrt{2} \approx 0,7$, en reduksjon på ca. 30 prosent.

34. A. Koeksistenskurven/-området for væske og gass ender, for økende trykk, i kritisk punkt.

35. B. $W =$ omsluttet areal.

36. D. Adiabat brattere enn isoterm, dvs $T_{\mathrm{c}} < T_{\mathrm{b}}$. Videre er T_{d} åpenbar minst.

37. D. $\eta = W/Q_{\mathrm{inn}} = (Q_{\mathrm{inn}} - Q_{\mathrm{ut}})/Q_{\mathrm{inn}} = (12000 - 8000)/12000 = 1/3$.

38. C. I en isoterm prosess er tilført varme like stor som arbeid utført ($\Delta U = Q - W = 0$). Vi får dermed

$$Q = W = nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1 = 1,00 \cdot 8,31 \cdot 600\,\mathrm{J} \cdot \ln 3 = 5,47\,\mathrm{kJ}.$$

39. C. Ettersom varmen i de isokore prosessene regenereres vil virkningsgraden være gitt av forholdet mellom netto arbeid og tilført varme $\eta = (W_{\mathrm{H}} + W_{\mathrm{L}})/Q_{\mathrm{H}}$. Ettersom $Q_{\mathrm{H}} = W_{\mathrm{H}}$ i den isoterme prosessen får vi

$$\eta = \frac{W_{\mathrm{H}} + W_{\mathrm{L}}}{W_{\mathrm{H}}} = \frac{nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1 + nRT_{\mathrm{L}}\ln V_1/V_2}{nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1} = \frac{T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}}}{T_{\mathrm{H}}} = \frac{300}{600} = 0,50.$$

Med antakelsen om at varmene i de isokore prosesser utnytter hverandre fullt ut, blir altså virkningsgraden som for en Carnotmaskin.

40. A. Det tilføres varme i isokoren 41, som er lik $Q_{41} = nC_V(T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}}) = n\frac{3}{2}R(T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}})$ for enatomig gass. Totalt mottatt varme: $Q_{\mathrm{inn}} = Q_{\mathrm{H}} + Q_{41} = nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1 + \dfrac{3}{2}nR(T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}})$. Dermed

$$\begin{aligned}
\eta &= \frac{W_{\mathrm{H}} + W_{\mathrm{L}}}{Q_{\mathrm{inn}}} = \frac{nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1 + nRT_{\mathrm{L}}\ln V_1/V_2}{nRT_{\mathrm{H}}\ln V_2/V_1 + \frac{3}{2}nR(T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}})} \\
&= \frac{T_{\mathrm{H}}\ln 3 - T_{\mathrm{L}}\ln 3}{T_{\mathrm{H}}\ln 3 + \frac{3}{2}(T_{\mathrm{H}} - T_{\mathrm{L}})} = \frac{600 \cdot \ln 3 - 300 \cdot \ln 3}{600 \cdot \ln 3 + \frac{3}{2}(300)} = \frac{\ln 3}{2 \cdot \ln 3 + \frac{3}{2}} = 0,297 = 0,30.
\end{aligned}$$

41. E. Entropi er en tilstandsvariabel og endringen i denne gjennom en full syklus vil dermed være 0. Kan også regnes ut fra oppgitte data:

$$\begin{aligned}
\Delta S_{12} &= Q_H/T_H = 10\,\mathrm{kJ}/1000\,\mathrm{K} = 10\,\mathrm{J/K}, \\
\Delta S_{34} &= Q_L/T_L = 5\,\mathrm{kJ}/500\,\mathrm{K} = -10\,\mathrm{J/K}, \\
\Delta S_{23} &= \int_2^3 \mathrm{d}Q/T = nC_V\int_2^3 \mathrm{d}T/T = nC_V\ln T_L/T_H, \\
\Delta S_{41} &= \int_4^1 \mathrm{d}Q/T = nC_V\int_4^1 \mathrm{d}T/T = nC_V\ln T_H/T_L.
\end{aligned}$$

Med $\Delta S_{34} = -\Delta S_{12}$ og $\Delta S_{41} = -\Delta S_{23}$ blir totalt $\Delta S = 0$.

42. E. Størrelser som er tilstandsvariable er uavhengige av vegen i prosesser. Arbeid og varme er ikke tilstandsvariable.

43. A. Helium må motta varme $Q = 2,09 \cdot 10^4\,\mathrm{J/kg} \cdot 45\,\mathrm{mol} \cdot 4,00 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{kg/mol} = 3762\,\mathrm{J}$. Dette skjer ved konstant temperatur slik at $\Delta S = Q/T = 3762\,\mathrm{J}/4,22\,\mathrm{K} = 891,5\,\mathrm{J/K}$.

44. D. Isblokken mottar like mye varme Q som vannet avgir. Men siden isblokken avgir varmen ved lavere temp. vil den avgi større entropi Q/T enn vannet mottar.

45. D. 12 = isoterm = horisontal. 31 = adiabat = isentrop = vertikal. 23 = ioskor med avtagende S (pga. avtagende T og p). Da er kun C og D mulige. For isokoren er det ikke lineær sammenheng mellom T og S, men (som evt. kan avledes fra formelarket) exp-sammenheng: $\Delta S = nC_V \ln T/T_1 \Leftrightarrow T = T_1 \exp\{(S - S_1)/nC_V\}$.

46. B. Samme varmestrøm gjennom begge lag:

$$(j = \,)\quad 3\kappa \cdot \Delta T_{\mathrm{A}}/2\ell = \kappa \cdot \Delta T_{\mathrm{B}}/\ell \quad \Rightarrow \quad \Delta T_{\mathrm{B}} = (3/2) \cdot \Delta T_{\mathrm{A}}.$$
$$70\,\mathrm{K} = \Delta T_{\mathrm{A}} + \Delta T_{\mathrm{B}} = (5/2) \cdot \Delta T_{\mathrm{A}} \quad \Rightarrow \quad \Delta T_{\mathrm{A}} = 28\,\mathrm{K}.$$

47. A. Temp.økning fra $T = (227 + 273)$ K = 500 K til T'=700 K gir $\dfrac{P'}{P} = \dfrac{\sigma T'^4 - \sigma T_{\mathrm{omg}}^4}{\sigma T^4 - \sigma T_{\mathrm{omg}}^4} = \dfrac{700^4 - 273^4}{500^4 - 273^4} = 4,1.$

48. E. Stasjonær varmestrøm innebærer at j er den samme gjennom hele veggen.

49. E. Med sort stråling ville vi hatt

$$P = \sigma T^4 \cdot A = \sigma(385\,\mathrm{K})^4 \cdot 4\pi(0,15/2\,\mathrm{m})^2 = 88,05\,\mathrm{W}.$$

Derfor er emissiviteten $e = 71,3\,\mathrm{W}/88,05\,\mathrm{W} = 0,810$.

50. A. Wiens forskyvningslov, se formelark:

$$\lambda_1 = 2898\,\mu\mathrm{m\,K}/373\,\mathrm{K} \qquad \lambda_2 = 2898\,\mu\mathrm{m\,K}/473\,\mathrm{K} \qquad \Rightarrow \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{373}{473} = 0,789 \approx 0,8.$$

A.Mi. 15. jan. 2018