

## Løsningsforslag til øving 5

## Oppgave 1

a) Svar C er korrekt. Fasehastigheten er gitt ved

$$v = \frac{\omega}{k}$$

og vi ser fra figuren at dette forholdet er størst for små verdier av  $k$ , dvs for lange bølgelengder.

b) Svar B er korrekt. Bølgehastigheten er gitt ved

$$v = \sqrt{\frac{S}{\mu}}$$

slik at en endring i  $S$  til  $S + \Delta S$  gir hastigheten

$$\begin{aligned} v' &= \sqrt{\frac{S + \Delta S}{\mu}} = \sqrt{\frac{S(1 + \Delta S/S)}{\mu}} \\ &= \sqrt{\frac{S}{\mu}} \cdot \sqrt{1 + \Delta S/S} \simeq \sqrt{\frac{S}{\mu}} \cdot (1 + \Delta S/2S) = v \cdot (1 + \Delta S/2S) \end{aligned}$$

Følgelig er

$$\Delta v = v' - v = v\Delta S/2S$$

c) Svar A er korrekt. Bølgehastigheten er gitt ved

$$v = \sqrt{\frac{S}{\mu}}$$

slik at en endring i  $\mu$  til  $\mu + \Delta\mu$  gir hastigheten

$$\begin{aligned} v' &= \sqrt{\frac{S}{\mu + \Delta\mu}} = \sqrt{\frac{S}{\mu(1 + \Delta\mu/\mu)}} \\ &= \sqrt{\frac{S}{\mu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta\mu/\mu}} \simeq \sqrt{\frac{S}{\mu}} \cdot (1 - \Delta\mu/2\mu) = v \cdot (1 - \Delta\mu/2\mu) \end{aligned}$$

Følgelig er

$$\Delta v = v' - v = -v\Delta\mu/2\mu$$

d) B

$$\begin{aligned}\beta_1 &= 10 \log \frac{I_1}{I_0} \\ \Rightarrow \frac{\beta_1}{10} &= \log I_1 - \log I_0 \\ \beta_2 &= 10 \log \frac{I_2}{I_0} = \beta_1 + 5 \\ \Rightarrow \frac{\beta_1}{10} + \frac{1}{2} &= \log I_2 - \log I_0 \\ \Rightarrow \log I_2 - \log I_1 &= \frac{1}{2} \\ \Rightarrow \frac{I_2}{I_1} &= 10^{1/2} \simeq 3.16\end{aligned}$$

e) C

Intensiteten er proporsjonal med utsvingsamplituden kvadrert, mens trykkamplituden er proporsjonal med utsvingsamplituden. Dermed blir intensiteten proporsjonal med trykkamplituden kvadrert, og vi finner

$$\frac{p_2}{p_1} = \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} = 10^{1/4} \simeq 1.78$$

f) D

$$\begin{aligned}I &= \frac{P}{A_{\text{halvkule}}} = \frac{P}{2\pi r^2} = \frac{0.2}{2\pi \cdot 4^2} \simeq 2.0 \text{ mW/m}^2 \\ \Rightarrow \beta &= 10 \log \frac{2.0 \cdot 10^{-3}}{10^{-12}} = 93 \text{ dB}\end{aligned}$$

## Oppgave 2

a) Bølgelengden:

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{330}{1000} \text{ m} = 33 \text{ cm}$$

Intensitetsnivået  $\beta$  målt i dB er definert ved

$$\beta = 10 \log \frac{I}{I_0}$$

der referanseintensiteten  $I_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ . Med  $I = 10^{-9} \text{ W/m}^2$  har vi

$$\beta = 10 \log \frac{10^{-9}}{10^{-12}} = 10 \cdot 3 = 30 \text{ dB}$$

Intensiteten  $I$  tilsvarer en (midlere) effekt  $P$  pr flateenhet  $A$ . Vi anslår trommehinnens areal til f.eks.  $0.5 \text{ cm}^2$ . Effekten som mottas på en slik flate blir dermed

$$P = I \cdot A = 10^{-9} \text{ W/m}^2 \cdot 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ W}$$

(som er under forutsetning av at lydølgen faller normalt inn mot trommehinnen.)

b) Sammenhengen mellom intensiteten  $I$  og utsvingsamplituden  $\xi_0$  har vi utledet i forelesningene:

$$I = \frac{1}{2} \rho \omega^2 \xi_0^2 v$$

Her er  $\rho$  massetettheten,  $\omega$  er vinkelfrekvensen, og  $v$  er bølgehastigheten. Dermed:

$$\xi_0 = \frac{1}{2\pi\nu} \sqrt{\frac{2I}{\rho v}} = \frac{1}{2000\pi} \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-9}}{1.3 \cdot 330}} \text{ m} \simeq 0.34 \text{ nm}$$

Utsvinget er altså her av samme størrelsesorden som molekylenes utstrekning. Trykkendringen  $\Delta p$  er relatert til utsvinget  $\xi$  (se forelesningene):

$$\Delta p = -\gamma p \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

Med en plan harmonisk bølge får vi

$$\Delta p(x, t) = -\gamma p k \xi_0 \cos(kx - \omega t)$$

med amplitude

$$(\Delta p)_0 = \gamma p k \xi_0 = \frac{7}{5} \cdot 10^5 \cdot \frac{2\pi}{0.33} \cdot 0.34 \cdot 10^{-9} \simeq 0.9 \text{ mPa}$$

Relativ trykkvariasjon i forhold til likevektstrykket  $p$  blir

$$\frac{(\Delta p)_0}{p} = \frac{0.9 \cdot 10^{-3}}{10^5} = 9 \cdot 10^{-9}$$

Ikke rare greiene!

c) Fra tilstandsligningen for ideell gass,  $pV = Nk_B T$  får vi

$$\begin{aligned} \Delta p &= \Delta \left( \frac{Nk_B T}{V} \right) \\ &= \frac{Nk_B}{V} \Delta T - Nk_B T \frac{\Delta V}{V^2} \\ &= \frac{Nk_B T}{V} \frac{\Delta T}{T} - \frac{Nk_B T}{V} \frac{\Delta V}{V} \\ &= p \frac{\Delta T}{T} - p \frac{\Delta V}{V} \end{aligned}$$

Som ventet: En trykkøkning ( $\Delta p > 0$ ) ledsages både av en temperaturøkning ( $\Delta T > 0$ ) og en volumreduksjon ( $\Delta V < 0$ ). Det som gjenstår er å finne ut hvor store  $\Delta T$  og  $\Delta V$  er hver for seg. Det får vi til ved å benytte oss av antagelsen om adiabatisk forhold, nemlig

$$pV^\gamma = \text{konstant}$$

Det medfører at

$$\Delta p = -\gamma p \frac{\Delta V}{V}$$

eller

$$-\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p}$$

som innsatt i uttrykket ovenfor for  $\Delta p$  gir

$$\Delta p = p \frac{\Delta T}{T} + \frac{1}{\gamma} \Delta p$$

og endelig

$$\frac{\Delta T}{T} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{\Delta p}{p}$$

Med andre ord: Temperaturvariasjonen  $\Delta T(x, t)$  forplanter seg, på tilsvarende vis som  $\Delta p(x, t)$ , som en bølge med amplitude

$$(\Delta T)_0 = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{p} (\Delta p)_0$$

Den relative temperaturvariasjonen blir

$$\frac{(\Delta T)_0}{T} = \left(1 - \frac{5}{7}\right) \cdot 9 \cdot 10^{-9} \simeq 3 \cdot 10^{-9}$$

Absolutt temperaturvariasjon blir

$$(\Delta T)_0 \simeq 1 \mu\text{K}$$

Heller ikke rare greiene.

Siden  $pV = Nk_B T$ , har vi  $\rho = N/V = p/k_B T$  for antallstettheten i gassen. Dermed:

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= \Delta(p/k_B T) = \Delta p/k_B T - p \Delta T/k_B T^2 \\ &= \rho (\Delta p/p - \Delta T/T) \\ &= \rho (\Delta p/p - (1 - 1/\gamma) \Delta p/p) \\ &= \rho \Delta p / \gamma p \end{aligned}$$

Amplituden til antallstetthetsbølgen blir da:

$$\begin{aligned} (\Delta \rho)_0 &= \rho (\Delta p)_0 / \gamma p \\ &= (p/k_B T) \cdot (\Delta p)_0 / \gamma p \\ &= (10^5 / 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 295) \cdot (9 \cdot 10^{-9} \cdot 5/7) \\ &= 1.6 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} \\ &= 2.7 \cdot 10^{-10} \text{ mol/L} \end{aligned}$$

### Oppgave 3

a) Det mest nærliggende er å derivere den gitte løsningen to ganger mhp  $t$  og  $r$  og sette inn i bølgeligningen:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \xi}{\partial r} &= \frac{k \cos(kr - \omega t)}{r} - \frac{\sin(kr - \omega t)}{r^2} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} &= -\frac{k^2 \sin(kr - \omega t)}{r} - \frac{2k \cos(kr - \omega t)}{r^2} + \frac{2 \sin(kr - \omega t)}{r^3} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= -\frac{\omega^2 \sin(kr - \omega t)}{r}\end{aligned}$$

Her har vi tatt vekk konstanten  $A$  overalt, siden vi ser at alle leddene i bølgeligningen er lineære i  $\xi$ . Vi bruker deretter at  $v^2 = \omega^2/k^2$ , hvoretter innsetting av de nødvendige deriverte gir at ligningen er oppfylt med den gitte formen på  $\xi(r, t)$ .

En alternativ framgangsmåte tar utgangspunkt i at

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\xi) = r \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial \xi}{\partial r}$$

som betyr at den oppgitte bølgeligningen kan skrives på formen

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (r\xi) = v^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\xi)$$

Men dette er jo nettopp bølgeligningen i *en* dimensjon  $r$ , der  $r\xi$  nå representerer den endimensjonale bølgen. Og fra den oppgitte formen på  $\xi(r, t)$  har vi at

$$r\xi = A \sin(kr - \omega t)$$

og vi vet jo godt at en slik enkel harmonisk bølge er løsning av den endimensjonale bølgeligningen!

b) La oss gå fram på tilsvarende vis som i oppgave a), dvs vi regner ut de nødvendige deriverte av  $\xi$ , setter inn i bølgeligningen og ser hva vi får. (Også her stryker vi konstanten  $A$ .)

$$\begin{aligned}\frac{\partial \xi}{\partial r} &= \frac{k \cos(kr - \omega t)}{r^{1/2}} - \frac{\sin(kr - \omega t)}{2r^{3/2}} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} &= -\frac{k^2 \sin(kr - \omega t)}{r^{1/2}} - \frac{k \cos(kr - \omega t)}{r^{3/2}} + \frac{3 \sin(kr - \omega t)}{4r^{5/2}} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= -\frac{\omega^2 \sin(kr - \omega t)}{r^{1/2}}\end{aligned}$$

Med  $v^2 = \omega^2/k^2$  gir innsetting i den gitte bølgeligningen

$$-\frac{\omega^2 \sin(kr - \omega t)}{r^{1/2}} = -\frac{\omega^2 \sin(kr - \omega t)}{r^{1/2}} + \frac{\omega^2 \sin(kr - \omega t)}{4k^2 r^{5/2}}$$

Dermed innser vi at den gitte  $\xi(r, t)$  ikke er en eksakt løsning av bølgeligningen, pga ledd nummer to på høyre side. Vi innser også at den gitte  $\xi(r, t)$  vil være en god tilnærmet løsning dersom ledd nummer to på høyre side er lite i forhold til de to øvrige, med andre ord dersom

$$4k^2 r^2 \gg 1$$

dvs

$$r \gg \frac{1}{2k} = \frac{\lambda}{4\pi}$$

dvs for avstander fra bølgens sentrum som er store i forhold til bølgelengden.

Eksakte løsninger av den sylinder-symmetriske bølgeligningen involverer en spesiell type matematiske funksjoner kalt Besselfunksjoner. Vi går ikke nærmere inn på det her.

#### Oppgave 4

$pV = \text{konstant}$  gir  $d(pV) = 0$ , og dermed  $dp \cdot V + p \cdot dV = 0$ , dvs

$$B = -V \frac{dp}{dV} = p.$$

Lydhastigheten, med antagelse om isoterme forhold (dvs konstant temperatur), blir

$$v = \sqrt{B/\rho} = \sqrt{p/\rho},$$

mens den korrekte antagelsen om adiabatisk forhold (dvs ingen utveksling av varme i løpet av lydbølgens periode) gir

$$v = \sqrt{\gamma p/\rho}.$$

Den prosentvise feilen blir

$$(\sqrt{\gamma} - 1) \cdot 100\% \simeq 18\%.$$

(Alternativt 15%, dersom vi regner relativt den adiabatisk verdien.)