

Imidlertid kan energioverføringen
variere i løbet af en periode
slike at $\bar{E}$ er repræsentativ energien
midt over en periode T .

Midlerne effekt $\bar{P}$ (midt over en
periode T) defineres som midlerne
energi transport per tidsenhed:

$$\bar{P} \equiv \frac{E}{t} = \frac{1}{2} \rho A v \omega^2 D_0^2$$

For transversale bølger på streng
har vi tilsvarende

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \mu v \omega^2 D_0^2$$

(Forsø at aflede
dette).

Intensiteten I til en bølge defineres som energitransport (midlet over T) per tidsenhed og areal enhed, det vil si

$$I = \frac{\bar{P}}{A} = \frac{E}{A \cdot t} = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 D_0^2$$

for luftbølger.

Bemærkninger:

1) Ofte når vi har dispersjon og demping definerer vi

$$I = \frac{\bar{P}}{A} = \frac{\Delta E}{A \Delta t}$$

der ΔE er energien (midlet over T) som passerer et tverrsnitt A på tiden Δt .

Formelningarna för denna definitionen
är

$$T \ll \tau$$

och

$$\Delta t \ll \tau$$

der τ är typiskt tidsvariationsintervall
för energi som passerar tvärsnittet
A.

$$2) \quad \boxed{\frac{1}{2} \rho \omega^2 D_0^2 = \frac{1}{2} \frac{m}{V} \omega^2 D_0^2}$$

$$= \frac{\text{energi}}{\text{volym}} = \text{energitäthet } \bar{E}$$

Det vill vi, $\bar{E}$ gitt ved denne ligningen
er energitætheten på grunn av
bølgen i mediet der bølgen forplanter
seg.

Ved bruk av deane ligningene, kan vi skrive intensiteten

$$I = v \bar{E}$$

Denne uttrykket er generelt gyldig for bølger når vi ikke har dispersjon.

Når vi har dispersjon, kan vi skrive

$$I = v_g \bar{E}$$

For overflatebølger på vann betyr en som intensitet I energi per bredde av bølgefronten: I .

Det kan vises (J. Felsen: Linear Interacting Ocean waves and oscillating systems, Fredheim 1999, kap. 4.4.4) !

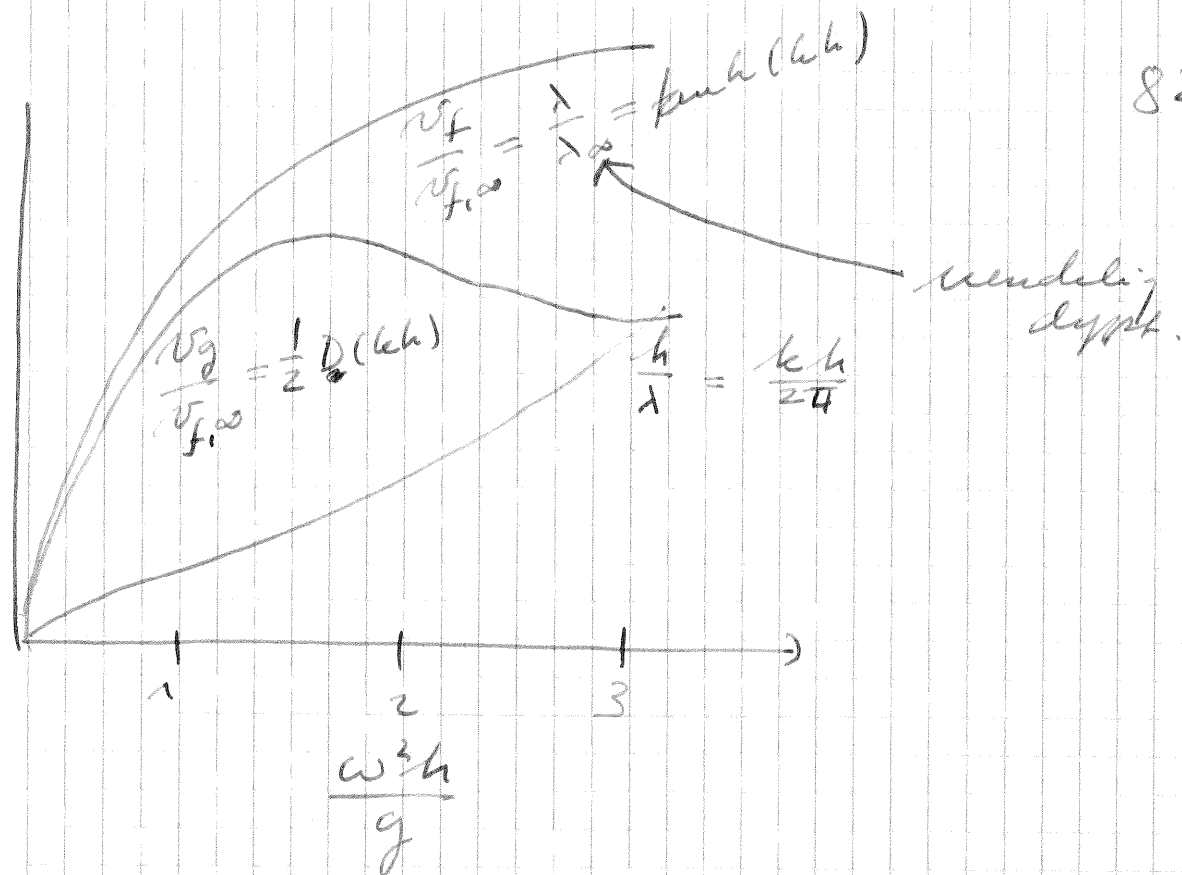
$$J = v_g \frac{\rho g}{2} D_0^2$$

der D_0 er bølges amplitude og ρ er tettheten til vannet.

Når vi ikke har refleksjon, spredning eller absorpsjon, bevares J . (Dette er også rimelig fra opplyst om wave forandring av dybde.)

$\Rightarrow$ Når v_g øker / minsker, minsker / øker D_0 .

Vi betrakter så en bølge som f.eks. kommer inn mot land der dybden minsker raskt og monotont. Fra figuren på neste side kan vi se at når bølgen går mot grunnere vann:



- λ minsker monoton
- v_g ökar för små ω minsker
- D_0 minskar för små ω ökar

Bölgor i 2 og 3 dimensioner

(ARF 28.11)

$$D = D_0 \cos(kx - \omega t + \varphi)$$

beskriva en harmonisk våg i x -retningen.
som förplantar sig i x -retningen.

F plan $\perp$ x-axeln:

Samme utsving, til samme tid.

En slik flate der fasen er konstant kalles en bølgefront (wave front, wave surface).

Bølge med plane bølgefronter kalles planbølger.

En harmoniske planbølge som forplanter seg i vilkårlig retning er beskrevet ved

$$D = D_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi)$$

der $\vec{k} = k \vec{e}$ er bølgevekten

$\vec{e}$ er enhetsvekten

i forplantningsretning.

Merke at $\vec{k} \cdot \vec{r} = k \vec{e} \cdot \vec{r} = k r_e$

der r_e er komponenten av $\vec{r}$ i $\vec{e}$ -retningen.

Fortsatt gjelder selvsagt at

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{|\vec{k}|}$$

Vi kan derive

$$D = D_0 \cos(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t + \varphi).$$

Merke at denne bølgen har bølgerenten normalt på $\vec{k}$.

Merke at planbølger er løsninger av én-dimensjonale problem.

I naturen har vi også

— sylinderiske bølger (radio-bølger
for lang antenne)

— sfæriske bølger (dampens kugelskål)


— og blandinger.

Sfæriske bølger i fluid

Vi fandt for udslippet planbølge at

$$I \propto E \propto p \propto D_0^2.$$

For sfæriske bølger må en matematisk

beskrivelsen av våggen innehåller
bevarelsen av E og $\vec{p}$ när våggen
tror sig utöver.

(Därför må vi ha för två flator
med radier r_1 og r_2 (samma
centrum)

$$\vec{p}_1 = 4\pi r_1^2 I_1 = \vec{p}_2 = 4\pi r_2^2 I_2$$

Som giv

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Dit vil vi $I_{\text{svensk}} \propto \frac{1}{r^2}$.

og när vi för svenska våggen

syna må ha $I_{\text{svensk}} \propto D_{\text{svensk}}^2$,

får vi

$$D_0, \text{ spændelse} \propto \frac{1}{r}.$$

Det betyder at en sferisk
harmonisk bølge (kulebølge)
kan beskrives ved

$$D = D_0 \frac{1}{r} \cos(kr - \omega t + \varphi)$$

der D_0 er afhængig af r og r er
afstanden fra bølgelederen.

Her Bemærkninger:

- 1) Det er en forudsætning for
ligningen for D at $\vec{p}$ bevæges
udover, det vil vi at vi ikke
har dæmpning ved absorption eller
spredning.

- 2) Det kan vise at bølgehastigheden
 er den samme for sfæriske
 bølger som for plane bølger
 (både for hastighed og gruppe-
 hastighed).

Lydølger

Lydølger er longitudinale bølger
 som forplanter sig (i flæsk eller
 i den roff) uden dispersion.

Hørbart frekvensområde:

Menneske 20 - 20000 Hz

Hunder ~ 50000 Hz

Flagermus ~ 100000 Hz.

Infra lyd : $< 20\text{ Hz}$

Ultralyd : $> 20\,000\text{ Hz}$.

Lyd hastighed i fluid:

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

Bulk modulus.

↓
gælder E , K og K_{eff} af K_{eff} .

For luft gælder $v \approx (331 + 0,60 T) \text{ m/s}$

der T er temperatur i $^{\circ}\text{C}$.

Opstilling til beskrivelse af lydets udseende

Bevægelse

- endimensjonalt tilfelle
- ingen demping

(Da har vi for harmoniske bølger

$$D(x,t) = D_0 \cos(kx - \omega t + \varphi)$$

der $D(x,t)$ er forskyvning i x -retning
av et lite volum element.

Vi skal omforme dette uttrykket til
en beskrivelse av tilsvarende
trykkløst Δp .

Vi definerer

$$\boxed{\text{Lydtrykk} = p = \Delta p}$$

Da har vi

9/

$$p = \Delta p = -B \frac{\Delta V}{V_0}$$

Vi betrakter et volum $V_0 = A \Delta x$

som sammenhenger $\Delta V = A \cdot \Delta D$ og

for da

$$p = -B \frac{\Delta V}{V_0} = -B \frac{A \cdot \Delta D(x, t)}{A \Delta x}$$

$$= -B \frac{A [D(x + \Delta x, t) - D(x, t)]}{A [(x + \Delta x) - x]}$$

$$\rightarrow -B \frac{\partial D(x, t)}{\partial x} \text{ når } \Delta x \rightarrow 0.$$

Setter nå inn det harmoniske
uttrykket for D :

$$p_0 = -B \frac{\partial}{\partial x} [D_0 \cos(kx - \omega t + \varphi)]$$

$$= k B D_0 \sin(kx - \omega t + \varphi)$$

$$= k B D_0 \cos(kx - (\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}))$$

$$= p_A \cos(kx - (\omega t + \varphi_p))$$



$$\varphi_p = \varphi + \frac{\pi}{2}$$

Trykke amplituden.

$$p_A = k B D_0$$

Merk at p er faseforskyvet $\frac{\pi}{2}$
i forhold til D .

Lydintensitet

For lydølger i en medium

i fluid har vi

$$\boxed{I = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 D_0^2 = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 \frac{p_A^2}{(\rho v \omega)^2} = \frac{1}{2} \frac{p_A^2}{\rho v}}$$

her har vi brugt at

$$B = \rho v^2,$$

$$p_A = k B D_0 = k \rho v^2 D_0 = \rho v \omega D_0$$

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

Det vil vi at I er uafhængig af ω
når givet som funktion af p_A .

(Det vil vi at vi kan sammenligne
intensiteten til forskellige frekvenser
når vi har instrument som måler
lyk amplitude eller $\hat{p}$ eller p_A
frekvens.)

Høre kugelen for mennesker
varierer med frekvensen. En høre
bånd mellem 200 og 4000 Hz og
væsentlig dårligere når frekvensen
nærmere 20 eller 20000 Hz.

Det er væsentlig at måle lydintensitet
på log-skala. (Derfor lydintensiteten
✓ ikke med en faktor 10, hvilket det ikke
ville være for det menneskelige øre.
Man rykker derfor en logaritmisk skala
der ligner mere på det som opleves.

Derfor en lydstryk har intensitet
 $\underline{I}$, angives lydstryk således:

$$p_b(\text{idB}) = 10 \log \frac{I}{I_0}$$