

HYDRODYNAMISK TEORI FOR BØLGJEKRAFTVERK

FORELESNINGSNOTAT

VED

J. FALNES OG L.C. IVERSEN



EKSPERIMENTALFYSIKK
TRONDHEIM – NTH



UNIVERSITETET I TRONDHEIM
NOREGS TEKNISKE HØGSKOLE
INSTITUTT FOR EKSPERIMENTALFYSIKK

HYDRODYNAMISK TEORI FOR BØLGJEKRAFTVERK

forelesningsnotat

ved

J. Falnes og L.C. Iversen

Trondheim

1980

FORORD

Forelesningsnotata, som her blir lagde fram, gjeld dr.-ing.-faget nr. 710 90 "Energi frå havbølgjer" ved NTH. Faget vart gjennomført for fyrste gongen i haustsemesteret 1979 med i alt 50 forelesningstimar. Åtte av desse timane førelas universitetsstipendiat Lars Christian Iversen. Jfr. kapitla C, E og F. Etter særskild innbeding var tre av forelesningane ved Dr. B.M. Count frå Central Electricity Generating Board, Southampton, England. Jfr. kap. H og vedlegg 4.

Det er no vel seks år sidan førsteamanuens Kjell Budal og underskrivne tok til å arbeida med dette emnet ved Institutt for eksperimentalfysikk. Utgangspunktet for arbeidet vårt var m.a. bakgrunn i akustiske og elektromagnetiske bølgjer. Eit bølgekraftverk kan på bølgeteoretisk vis samanliknast med ein mikrofon eller med ei mottakarantenne.

Forelesningane her er også merka av denne bakgrunnen og av vårt eige arbeid i feltet gjennom seks år. Eg har prøvt å halda ei einskapleg og systematisk framstilling av teorien, men har sikkert ikkje lukkast heilt ut. Framstillinga her er berre ei temmeleg uredigert form av notata til forelesningane. Siste delen av innleiingskapitlet A har eg likevel "forvist" til eit vedlegg 1. Framstillinga av teorien kunne nok med fordel ha vore stramma inn ein del.

Meir praktiske forhold vedrørande utnytting av energien i havbølgjene har her i notata fått eit lite omfang; etter måten endå mindre enn i sjølve forelesningane. Men dette er eit emne som for tida er inne i ei sterk utvikling. Den reint tekniske delen av emnet er enno fersk og inne i ein tilstand av hyppige omskiiftingar. Det kan difor forsvarast at ei detaljert gjennomgåing av den reint tekniske sida får venta til eit seinare høve.

Øvingsoppgåvene i faget hausten 1979 er med her som vedlegg 2.

Eg takkar Randi Grønli og Gillian P. Hagfors for nøyaktig og grei maskinskriving av notata her.

Trondheim i februar 1980

Johannes Falnes
dosent

III

INNHALD

	Side
A. Innleiing	1
Energitransport i bølger	1
Harmoniske svingingar. Impedans. Effekt.	2
Harmoniske bølger	5
Intensiteten	6
Strålingsresistans og strålingsimpedans	8
Absorpsjonstverrsnittet for ein mikrofon	10
Resonansabsorpsjon	13
B. Hydrodynamisk potensialteori	17
Kvervelfri rørsle i ideell væske. Bernoullis likning.	17
Grunnlikningane for tyngdebølger. Linearisering.	19
Regulære (harmoniske) bølger. Dispersjonslikninga.	23
Plane bølger. Intensitet og energitransport.	29
Sirkulære bølger	34
Spreiing av plan bølge på vertikal sylinder	39
C. Bølgestatistikk og energipotensial	41
Innledning	41
Energispekteret	41
Bølgespekterparametre	44
Registrering av energispekteret	45
Analytiske uttrykk for energispekteret	47
Bølgehøydestatistikk	47
Energipotensialet i havbølger	48
D. Vekslerverknad mellom ei bølge og ein svingande kropp	54
Svingemodi for ein fast kropp	54
Hydrodynamisk kraft som verkar på kroppen	58
Strålingsimpedansen	60
Energitolking av strålingsimpedansen	61
Bølgjegenerator utan addert masse	62
Bølgjegenerering med ei svingande vertikal plate	66
Greens setning	72
Strålingsresistansen	75
Bølger som oppfyller strålingsvilkåret	77
Resiprositetssetninga	78
Kotsjin-funksjonar	79
Haskind-relasjonen	80
Meir om Kotsjin-funksjonar	82
Effekt absorbert av svingande kropp	86
Eksitasjonskraftkoeffisient og strålingsresistans	91
Sirkulærsymmetrisk kropp	93
To-dimensjonalt tilfelle	98
Effektabsorpsjon med ein modus i det to-dimensjonale tilfellet	102
Svingesystem med høgre-venstre-symmetri	104
E. Eksitasjonskraften	106
Generelle uttrykk for eksitasjonskraften	107
Froude-Krylov-kraften	108
Diffraksjonskraften på små legemer	112
Storvolumskonstruksjoner	114

	Side
F. Ikke-lineære effekter	118
Ikke-lineariteter i de hydrodynamiske grunnlikningene	118
Ikke-lineære effekter som følge av at legemet beveger seg	120
Viskositet	121
Ikke-lineariteter generert av maskineri	123
G. Punktabsorbator	124
H. Praktiske problem ved bølgekraftverk	127
J. Vekselverknad mellom ei bølگje og fleire svingande kroppar	128
Fjernfeltkoeffisienten referert til origo	128
Generelle formlar	130
Strålingsimpedansen	132
Eksitasjonskrafta	134
Kommentar vedrørande singular strålingsresistansmatrise	135
K. Rette rader av jamt fordelte svingande kroppar	137
Utstrålt bølگje	138
Ei rett linje av like kroppar	140
Uendeleg lang rekkje av svingande kroppar	143
Symmetriske kroppar i hiving og jaging	147
Vedlegg 1. Stråling frå oscillerande elektrisk dipol	150
Dipolantenne	152
Absorpsjonstverrsnitt for Hertz-dipol	154
Vekselverknad mellom lys og eit atom	155
Vedlegg 2. Rekneoppgåver til øving.	158
Vedlegg 3. Kopi (preprint) av artikkelen "Experiments with point absorbers in regular waves" av K. Budal, J. Falnes, Å. Kyllingstad og G. Oltedal.	164
Vedlegg 4. Disposisjon for inviterte forelesningar av B.M. Count: Wave power research in UK.	179
Vedlegg 5. Kopi (preprint) av artikkelen "Radiation impedance matrix and optimum power absorption for interacting oscillators in surface waves."	186

A. INNLEIING

Det er nyttig å sjå på likskapar og skilnader mellom ulike slag bølgjer.

I alle fall har ei slik samanlikning hatt mykje å seia for vårt arbeid med havbølgjeenergi.

Me skal samanlikna elektromagnetiske bølgjer (lys- og radiobølgjer) og akustiske bølgjer (lydbølgjer) med havbølgjer.

Denne samanlikninga kan vera nyttig for dei som har bakgrunn i elektromagnetisme og akustikk. (Dei som ikkje har slik bakgrunn, får heller hoppa over denne samanlikninga i staden for å la seg bli forvirra!)

Elektromagnetiske og akustiske bølgjer er vanlegvis rombølgjer, medan havbølgjer er overflatebølgjer.

Energitransport i bølgjer.

Intensitet I

$$[I] = \frac{J}{\text{sm}^2} = \frac{W}{\text{m}^2}$$

Akustiske bølgjer og havbølgjer

$$I = \overline{pv} \quad (\text{i tidsmiddel}) \quad (\text{A1})$$

der p er det dynamiske trykket og $v = v_x =$ partikkelfarten \vec{v} sin komponent i bølgjeforplantingsretninga.

Merk at $\bar{v} = 0$, slik at

$$\begin{aligned} I &= \overline{p_{\text{total}} v} = \overline{(p_{\text{statisk}} + p_{\text{dynamisk}}) v} = \overline{(p_0 + p) v} \\ &= p_0 \bar{v} + \overline{pv} = \overline{pv} \end{aligned}$$

Elektromagnetisk bølgje (lys, radiobølgje)

$$\vec{I} = \vec{S} = \overline{\vec{E} \times \vec{H}} \quad (\text{A4})$$

For rein vandrebølgje (progressiv bølgje, d.v.s. inga reflek-

tert bølge) gjeld

Elektromagnetisk bølge

$$|\vec{H}| = |\vec{E}|/Z_0$$

I vakuum eller luft er

$$Z_0 = \sqrt{\eta_0/\epsilon_0} = \eta_0 c = \frac{1}{\epsilon_0 c} = 377 \Omega$$

$$I = \bar{S} = \frac{1}{Z_0} |\vec{E}|^2 = \epsilon_0 c |\vec{E}|^2 \quad (A7)$$

$c = 3 \cdot 10^8$ m/s = lysfarten.

Akustisk bølge (Jfr. t.d. Falnes & Budal, Bølgjelære)

$$v_x = p/\rho c \quad (A8)$$

For luft ved 20°C og 1 atm. er massetettleiken (densiteten)

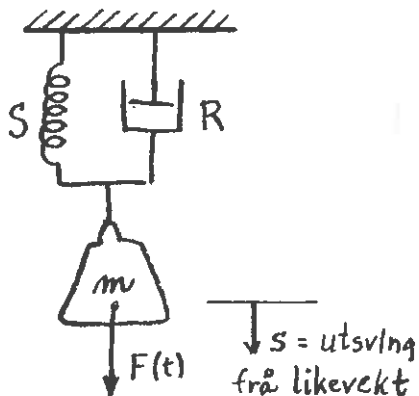
$\rho = 1,21$ kg/m³ og lydfarten $c = 343$ m/s

$$\rho c = 415 \text{ Nsm}^{-3}$$

$$I = \frac{1}{\rho c} \overline{p^2} \quad (A10)$$

For havbølger, som i motsetnad til akustiske og elektromagnetiske bølger er dispersive, gjeld ikkje ein tilsvarande enkel samanheng mellom p og v (for ei progressiv bølge).

Harmoniske svingingar. Impedans. Effekt.



Newtons lov

$$m\ddot{s} = F_S + F_R + F(t) \quad (A11)$$

$F(t)$ er ytre kraft.

$$\text{Fjærkraft} \quad F_S = -Ss$$

$S =$ stivheten

$$\text{Bremskraft} \quad F_R = -R\dot{s}$$

$R =$ mekanisk resistans

Ser på mekanisk svingesystem med lineær karakteristik.
D.v.s. me går ut frå at R og S (og m) er uavhengige av s , \dot{s} og \ddot{s} . Me får den lineære differensiallikninga

$$m\ddot{s} + R\dot{s} + Ss = F(t)$$

Ser på tvungne svingingar med harmonisk eksitasjon

$$\begin{aligned} F(t) &= |\hat{F}| \cos(\omega t + \varphi_F) = \operatorname{Re}(\hat{F}e^{i\omega t}) \\ &= \frac{1}{2} \hat{F}e^{i\omega t} + \frac{1}{2} \hat{F}^* e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (\text{A13})$$

$|\hat{F}|$ er amplituden av krafta.

$$\hat{F} = |\hat{F}|e^{i\varphi_F} \quad (\text{A14})$$

er den komplekse amplituden. Oftast skriv me $F = \hat{F}e^{i\omega t}$ med di det er underforstått at me skal ta realdelen. Den stasjonære løysinga av differensiallikninga er eit harmonisk utsving

$$s = \operatorname{Re}(\hat{s}e^{i\omega t})$$

Farten:

$$u = \operatorname{Re}(\hat{u}e^{i\omega t}) \quad \hat{u} = i\omega\hat{s}$$

Akselerasjonen:

$$a = \operatorname{Re}(\hat{a}e^{i\omega t}) \quad \hat{a} = i\omega\hat{u} = -\omega^2\hat{s}$$

Innsetjing i differensiallikninga gjev

$$i\omega m\hat{u} + R\hat{u} + (S/i\omega)\hat{u} = \hat{F} \quad (\text{A18})$$

med løysing for den komplekse fartamplituden

$$\hat{u} = \frac{\hat{F}}{Z} \quad (\text{A19})$$

der me har ført inn den mekaniske impedansen

$$Z = R + i\omega m + S/i\omega = R + iX \quad (\text{A20})$$

$X = \omega m - S/\omega$ er den mekaniske reaktansen.

Merk

$$Z_{\text{mek}} = \frac{\text{kraft}}{\text{fart}} \quad [Z] = \text{Nsm}^{-1}$$

Momentan effekt levert av den ytre krafta

$$\begin{aligned} F(t)u(t) &= \frac{1}{2} \left(\hat{F}e^{i\omega t} + \hat{F}^*e^{-i\omega t} \right) \frac{1}{2} \left(\hat{u}e^{i\omega t} + \hat{u}^*e^{-i\omega t} \right) \\ &= \frac{1}{4} \left(\hat{F}\hat{u}^* + \hat{F}^*\hat{u} + \hat{F}\hat{u}e^{i2\omega t} + (\hat{F}\hat{u})^* e^{-i2\omega t} \right) \end{aligned}$$

Effekten i tidsmiddel er

$$\begin{aligned} P &= \overline{F(t)u(t)} = \frac{1}{4} (\hat{F}\hat{u}^* + \hat{F}^*\hat{u}) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\hat{F}\hat{u}^*) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(Z\hat{u}\hat{u}^*) \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re}(Z)|\hat{u}|^2 = \frac{1}{2} R|\hat{u}|^2 \end{aligned} \quad (\text{A22})$$

Effekten i resistansen

$$P_R = \overline{Ru^2(t)} = \frac{1}{2} R|\hat{u}|^2 = P$$

Men merk at generelt er $Ru^2 \neq F(t)u(t)$.

Eit energilager tek seg mellombels av skilnaden.

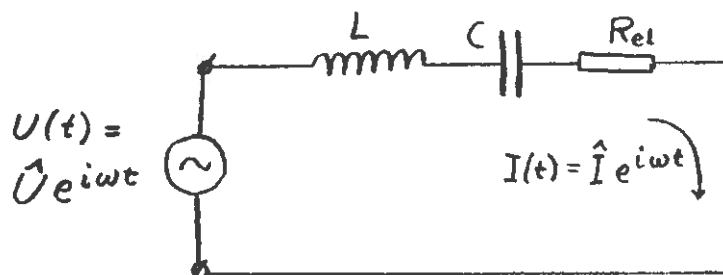
Max. kinetisk energi:

$$W_{k,\max} = \frac{1}{2} m |\hat{u}|^2$$

Max. potensiell energi:

$$W_{p,\max} = \frac{1}{2} S |\hat{s}|^2 = \frac{1}{2} \frac{S}{\omega^2} |\hat{u}|^2$$

Elektrisk svingsystem:



$$U(t) = L \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \int^t I dt + R_{el} I = 0 \quad (\text{A26})$$

Harmonisk varierende spenning og straum. Likning for kompleks amplitude:

$$\hat{U} = Li\omega\hat{I} + \frac{1}{C} \frac{\hat{I}}{i\omega} + R_{el}\hat{I} \quad (A27)$$

$$\hat{U} = \hat{I}Z_{el} \quad (A28)$$

$$Z_{el} = R_{el} + iX_{el} \quad \text{elektrisk impedans} \quad (A29)$$

$$X_{el} = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad \text{elektrisk reaktans} \quad (A30)$$

Tilført effekt (i tidsmiddel):

$$P = \overline{U(t)I(t)} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\hat{U}\hat{I}^*) = \frac{1}{2} R_{el} |\hat{I}|^2 \quad (A31)$$

Forbrukt effekt:

$$P_R = \overline{R_{el} I^2(t)} = \frac{1}{2} R_{el} |\hat{I}|^2 = P$$

Harmoniske bølger.

Plan akustisk bølge

$$p(x, t) = A e^{i(\omega t - kx)} + B e^{i(\omega t + kx)} \quad (A33)$$

(Som me seinare skal sjå gjeld tilsvarande for det hydrodynamiske trykket med ei plan havbølge, bortsett frå at der er A og B ikkje konstantar, men minkar med vassdjupna:

A og B $\propto e^{kz}$ på djupt vatn (z positiv oppover.))

Plan (linearpolarisert) elektromagnetisk bølge

$$E(x, t) = A e^{i(\omega t - kx)} + B e^{i(\omega t + kx)} \quad (A34)$$

ω - vinkelfrekvens

k - vinkelrepetens (angulært bølgetal)

T = $2\pi/\omega$ - perioden

λ = $2\pi/k$ - bølglengda

For akustiske og elektromagnetiske bølger, som begge er dispersjonsfrie, gjeld

$$\omega = ck \quad (\text{A37})$$

der c er lydfarten, respektivt lysfarten.

Havbølger på djupt vatn er derimot dispersive med di

$$\omega^2 = gk \quad (\text{A38})$$

(g tyngdeakselerasjonen). Jfr. (B45).

Fasefarten:

$$v_f = \frac{\omega}{k} \quad (\text{A39})$$

Gruppefarten:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (\text{A40})$$

For akustiske og elektromagnetiske bølger i fritt rom gjeld

$$v_f = v_g = c \quad (\text{uavhengig av } \omega \text{ og } k. \text{ Dvs. dispersjonsfrie})$$

For havbølger på djupt vatn:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{g}{\omega} = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (\text{A42})$$

$$2\omega d\omega = g dk$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{g}{2\omega} = \frac{1}{2} v_f \quad (\text{A43})$$

Intensiteten.

For harmonisk akustisk bølge eller havbølge har me

$$p(x, y, z, t) = \hat{p}(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (\text{A44})$$

$$v_x(x, y, z, t) = \hat{v}_x(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (\text{A45})$$

F.eks. for plan akustisk bølge (A33) er

$$\hat{p} = Ae^{-ikx} + Be^{+ikx} \quad (\text{A46})$$

Intensiteten

$$I(x, y, z) = \overline{p v_x} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\hat{p} \hat{v}_x^*) \quad (\text{A47})$$

Er bølgeja progressiv (t.d. med $B = 0$ i (A46) kan me bruka (A8) eller (A10) for ei akustisk bølgeje:

$$I = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\hat{p} \frac{\hat{p}^*}{\rho c} \right) = \frac{1}{2\rho c} |\hat{p}|^2 \quad (\text{A48})$$

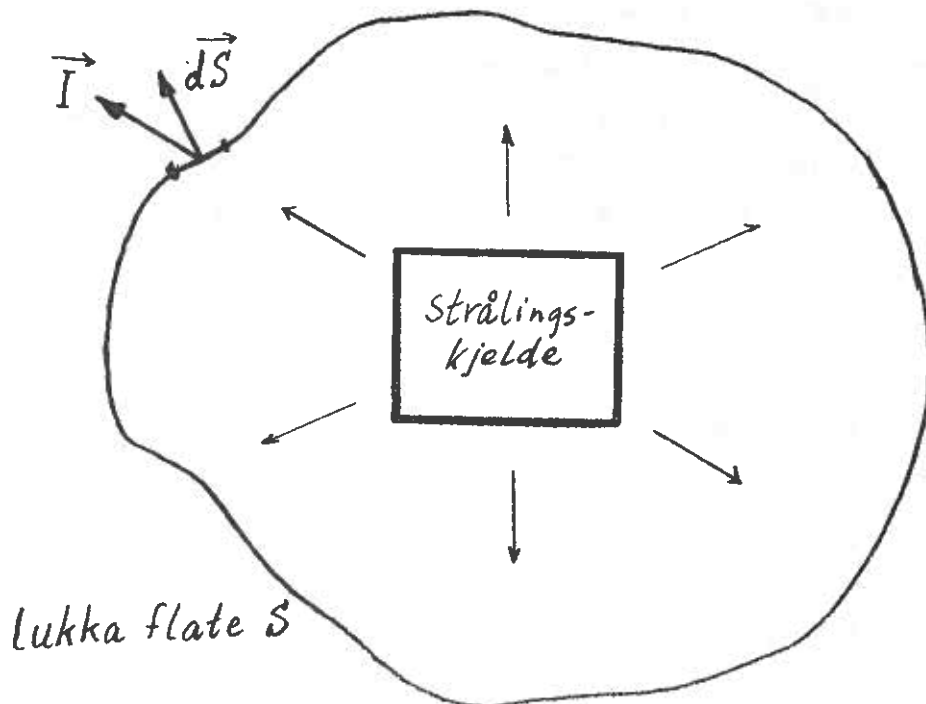
For ei harmonisk elektromagnetisk bølgeje har me tilsvarande

$$\begin{aligned} \vec{I}(x, y, z) &= \overline{\vec{S}(x, y, z, t)} = \overline{\vec{E} \times \vec{H}} = \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \hat{\vec{E}}(x, y, z) \times \hat{\vec{H}}^*(x, y, z) \} \end{aligned} \quad (\text{A49})$$

Er bølgeja dessutan progressiv får me v.h.a. (A7)

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\hat{E}|^2 \quad (\text{A50})$$

Me ser på utstråling av ei harmonisk bølgeje frå ei strålingskjelde (bølgejenerator, høgtalar eller sendarantenne)

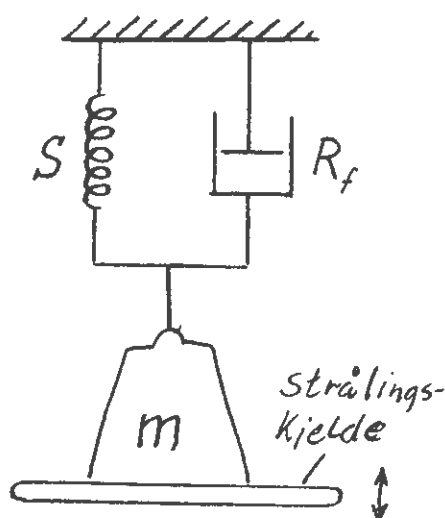


Effekten som strålar ut gjennom ei lukka flate S omkring "strålingskjelda" er

$$P_r = \oint_S \vec{i} \cdot d\vec{s} \quad (\text{A51})$$

Når mediet som bølga forplantar seg i kan reknast for tapsfritt, er den utstrålte effekten uavhengig av kor den lukka flata S er lagt og lik den effekten som strålar ut frå strålingskjelda.

Strålingsresistans og strålingsimpedans.



Me tek for oss det mekaniske svingesystemet me såg på tidlegare.

Stivhet S ,
friksjonsresistans R_f
masse m

På figuren er skissert ei plate som svingar med i rørsla og fører til bølgegenerering i mediet (t.d. luft eller vatn). Det kan vera ei akustisk bølga. Er det nede under ei havflate, kan det og vera snakk om havbølga. Systemet blir sett i tvungne svingingar av ei ytre harmonisk kraft. Effekttapet i friksjonsresistansen R_f er

$$P_f = \frac{1}{2} R_f |\hat{u}|^2 \quad (\text{A52})$$

Ved den ytre krafta må det bli levert ein effekt $P = P_f + P_r$ der P_r er den utstrålte effekten (A51). I analogi med (A52) skriv me

$$\boxed{P_r = \frac{1}{2} R_r |\hat{u}|^2} \quad (\text{A53})$$

der me kallar R_r for strålingsresistansen.

Ein annan måte å sjå det på: Det at det strålar ut energi med ei generert bølga fører til at ei reaksjonskraft

F_r verkar på den svingande strålingskjelda i tillegg til den ytre krafta F . Newtons lov for svingesystemet kan då uttrykkjast - jfr. (A18) -

$$i\omega m \hat{u} + R_v \hat{u} + \frac{S}{i\omega} \hat{u} = \hat{F} + \hat{F}_r \quad (\text{A54})$$

Me hugsar at mekanisk impedans er forholdet mellom komplekse amplitudar for kraft og fart. Me skriv

$$\hat{F}_r = -Z_r \hat{u} \quad (\text{A55})$$

Her kallar me Z_r for strålingsimpedansen. Han er i lineær teori uavhengig av amplituden. Derimot er Z_r å sjå på som ein frekvensavhengig parameter som også avheng av geometrien til sjølve strålarer. Generelt kan Z_r vera kompleks:

$$Z_r = R_r + iX_r \quad (\text{A56})$$

No får me

$$(i\omega m + R_f + \frac{S}{i\omega} + Z_r) \hat{u} = \hat{F} \quad (\text{A57})$$

$$\hat{u} = \frac{\hat{F}}{(R_r + R_f) + i(\omega m + X_r - S/\omega)} \quad (\text{A58})$$

Strålingsreaktansen X_r skriv me ofte ωm_r der m_r er den såkalla adderte massen.

Strålingsimpedansen

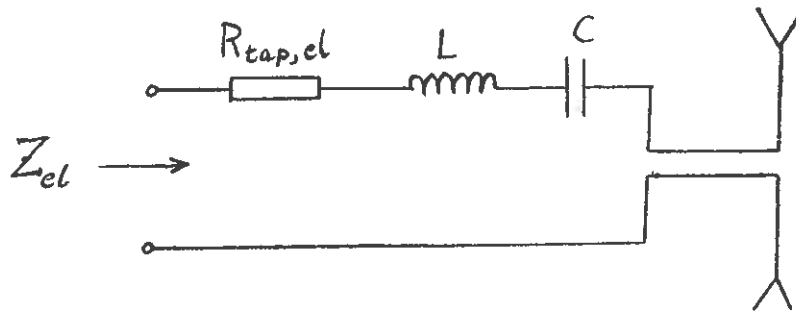
$$Z_r = R_r + i\omega m_r \quad (\text{A59})$$

kjem altså i tillegg til den ordinære mekaniske impedansen $R_f + i(\omega m - S/\omega)$ for svingesystemet når dette strålar ut ei bølge.

Dette gjeld eit mekanisk svingesystem som strålar ut ei akustisk bølge eller ei overflatebølge på vatn.

Men det er heilt analogt med ein elektrisk svingekrets

som er kopla til ei utstrålande antenne.



$$\begin{aligned} Z_{el} &= R_{tap,el} + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + Z_{r,el} \\ &= (R_{tap} + R_r)_{el} + i\left(\omega L + X_{r,el} - \frac{1}{\omega C}\right) \end{aligned}$$

$$\boxed{Z_{r,el} = R_{r,el} + iX_{r,el}} \quad (A60)$$

Merk at (A60) er analog med (A59). Analogt med (A55) har me

$$Z_{r,el} = \frac{-\hat{U}_r}{\hat{I}} \quad (A60a)$$

der U_r er den spenninga som blir indusert p.g.a. den utstrålte bølge.

Analogt med (A53) har me

$$P_r = \frac{1}{2} R_{r,el} |\hat{I}|^2 \quad (A60b)$$

Absorpsjonstverrsnittet for ein mikrofon.

(Jfr. Meyer & Newman, Physikalische und Technische Akustik (Vierweg, Braunschweig, 1967, pp. 180 - 182)).

Me skal sjå på ein mikrofon i form av eit stempel som står i ei opning i ein stiv vegg. Stempelradien a er liten i forhold til bølgjelengda λ for den innfallande akustiske bølge, d.v.s. $ka \ll 1$. Stempelet går inn i eit mekanisk

svingesystem som er karakterisert ved massen m , den mekaniske resistansen R_f og stivheten S . Me må også ta med den adderte massen m_r og strålingsresistansen R_r i rekninga. Det fell ei bølge $\hat{p}_i = Ae^{-ikx}$ loddrett inn mot vegg ved $x = 0$. I rommet $x < 0$ er den resulterande lydbølge

$$\hat{p} = Ae^{-ikx} + Be^{ikx} + \hat{p}_r \quad (\text{A61})$$

der siste leddet står for den bølge som strålar ut frå det svingande stampelet. Nest siste leddet står for den reflekterte bølge. Den innfallande bølge blir totalreflektert (om stampelet er i ro). Altså er $B = A$.

Svingelikninga for stempelfarten \hat{u} er

$$(i\omega m)\hat{u} + R_f\hat{u} + \frac{S}{i\omega}\hat{u} = \hat{p}\pi a^2$$

Me fører inn strålingsimpedansen (A55)

$$-\frac{\hat{F}_r}{\hat{u}} = -\frac{\hat{p}_r}{\hat{u}}\pi a^2 = Z_r = R_r + i\omega m_r$$

For $ka < 0,4$ gjeld

$$R_r \approx \frac{1}{2} \rho c (ka)^2 \pi a^2 \quad (\text{A62})$$

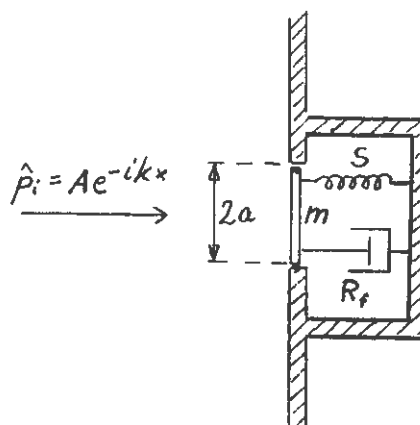
$$m_r \approx \rho \pi a^2 \frac{8a}{3\pi} \quad (\text{A63})$$

med feil mindre enn 10%, (Jfr. Falnes & Budal, Bølgjelære).

Med stempeldiameter $2a = 0,20$ m gjeld for $\nu = \omega/2\pi < 200$ Hz

$$R_r \approx 0,000022 \nu^2 \quad (\text{Hz, Nsm}^{-1})$$

$$m_r \approx 0,0032 \text{ kg}$$



Svingelikninga kan no skrivast

$$\{i\omega(m + m_r) + (R_f + R_r) + \frac{S}{i\omega}\} \hat{u} = (A + A)\pi a^2 = \hat{F} \quad (\text{A64})$$

Amplituden blir størst ved resonans, d.v.s. når

$$\omega^2(m + m_r) = S \quad (\text{A65})$$

Då er den komplekse fartamplituden

$$\hat{u} = \frac{2A\pi a^2}{R_f + R_r} \quad (\text{A66})$$

Effekten absorbert i resistansen R_f er

$$P = P_f = \frac{1}{2} R_f |\hat{u}|^2 = \frac{1}{2} R_f \frac{(2A\pi a^2)^2}{(R_f + R_r)^2} \quad (\text{A67})$$

Effekten blir størst når den indre resistansen R_f i mikrofonen er lik strålingsresistansen (jfr. "resistanstilpassing")

$$P_{\max} = \frac{|A|^2 (\pi a^2)^2}{2R_r} \quad (\text{A68})$$

Ein like stor effekt $P_r = R_r |\hat{u}|^2 / 2$ blir forresten strålt ut frå mikrofonen. Jfr. (A53)

I den innfallande plane bølge er intensiteten - jfr. (A48) -

$$I_i = \frac{|A|^2}{2\rho c} \quad (\text{A69})$$

Me definerer absorpsjonstverrsnittet A_a for mikrofonen ved

$$P_{\max} = IA_a \quad (\text{A70})$$

Med innsetjing frå (A62), (A68) og (A69) får me

$$A_a = \frac{P_{\max}}{I_i} = \frac{(\pi a^2)^2}{R_r} \rho c = \frac{2\pi a^2}{(ka)^2} = \frac{2\pi}{k^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (\text{A71})$$

Merk at A_a her er uavhengig av stempelradien a . Absorpsjonstverrsnittet kan vera mykje større enn stempelarealet.

For $\nu = 100$ Hz er A_a bortimot 2 m^2 .

Om mikrofonen ikkje hadde stått i ein vegg, men vore frittstående, ville ei undersøking ha vist at absorpsjonstverrsnittet er

$$A_a = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (\text{A72})$$

Resonansabsorpsjon.

Me ser på eit mekanisk svingesystem som kan stråla ut energi. Svingesystemet kan brukast som bølgegenerator eller bølgeabsorbator. La svingesystemet ha lineær karakteristik med masse m , stivhet S og mekanisk resistans R . Deterpåverka av ei kraft F_e som kan vera ei ytre påtrykt kraft (når systemet skal brukast som bølgegenerator) eller kraft frå ei innkomande bølge (når systemet skal brukast som bølgeabsorbator). I sistnemnde tilfelle er krafta den som verkar på systemet når det er fastlåst ($u = 0$). I tillegg verkar ei reaksjonskraft F_r frå den utstrålte bølga som har sitt opphav i at systemet svingar med ein fart u . Likninga for svingesystemet

$$i\omega m\hat{u} + R\hat{u} + \frac{S}{i\omega}\hat{u} = \hat{F}_e + \hat{F}_r = \hat{F}_e - Z_r\hat{u} = \hat{F}_e - R_r\hat{u} - i\omega m_r\hat{u} \quad (\text{A73})$$

$$\left(i\omega(m + m_r) + (R + R_r) + \frac{S}{i\omega} \right) \hat{u} = \hat{F}_e \quad (\text{A74})$$

Effekt absorbert i den mekaniske resistansen R

$$P = \frac{1}{2} R |\hat{u}|^2 = \frac{R |\hat{F}_e|^2}{2\{(R+R_r)^2 + (\omega m + \omega m_r - S/\omega)^2\}} \quad (\text{A75})$$

Me vil no velja systemparametrane R og m (eventuelt R og S) slik at den absorberte effekten P blir maksimum. Me ser utan vidare at då må me ha resonans

$$\omega^2(m + m_r) = S \quad (\text{A76})$$

slik at

$$P = \frac{R|\hat{F}_e|^2}{2(R+R_r)^2} \quad (\text{A77})$$

Me ser at $P = 0$ for $R = 0$ og for $R = \infty$.

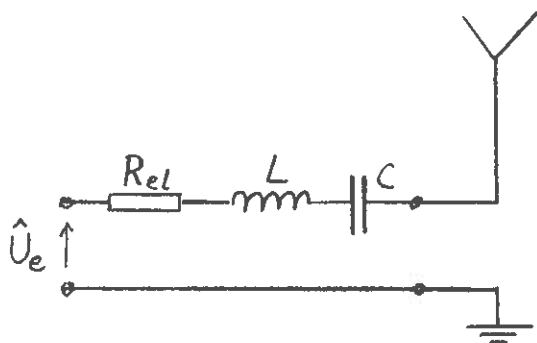
$$\frac{\partial P}{\partial R} = 0 \quad \text{når} \quad 1 \cdot (R+R_r)^2 = R2(R+R_r), \quad \text{dvs.} \quad R = R_r.$$

Altså må me få

$$P = P_{\max} \quad \text{når} \quad \boxed{R = R_r} \quad (\text{A78})$$

$$\boxed{P = P_{\max} = \frac{|\hat{F}_e|^2}{8R_r}} \quad (\text{A79})$$

Tilsvarende for ein elektrisk svingekrets med antenne:



$$\begin{aligned} (i\omega L + R_{el} + \frac{1}{i\omega C}) \hat{I} &= \hat{U}_e + \hat{U}_r = \\ &= \hat{U}_e - Z_{r,el} \hat{I} = \hat{U} - (R_r + X_{r,el}) \hat{I} \end{aligned} \quad (\text{A80})$$

(jfr. (A60a))

Her er \hat{U}_e eksiterande spenning. For sendarantenne

er \hat{U}_e påtrykt frå ein spenningsgenerator. For mottakarantenne er \hat{U}_e den spenninga som den innfallande bølga induserer i antennekretsen når der ikkje går nokon straum ($\hat{I} = 0$). Her vil me analogt finna for

(resonans)

$$\omega L + X_{r,el} - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad (\text{A81})$$

og (resistanstilpassing)

$$(R - R_r)_{el} = 0 \quad (\text{A82})$$

at me får maksimal absorbert effekt

$$P_{\max} = \frac{|\hat{U}_e|^2}{8R_{r,el}} \quad (\text{A83})$$

Ved resonansabsorpsjon av ei bølge som ikkje er reint harmonisk, men som har eit spektrum med endeleg breidd $(\Delta\omega)_E$ vil dei spektrale komponentane som ligg ved sida av eigenfrekvensen

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{S}{m+m_r(\omega_0)}} \quad (\text{A83a})$$

bli mindre effektivt absorbert. (Jfr. A76.) Med (A78) $R = R_r$ innsett i (A75) blir

$$P = \frac{|F_e|^2}{8R_r \left\{ 1 + \frac{(m+m_r)^2}{4R_r^2} \omega_0^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right\}} = P(\omega) \quad (\text{A83b})$$

$$\delta = \frac{R+R_r}{2(m+m_r)} = \frac{R_r}{m+m_r} \quad (\text{A83c})$$

Den absorberte effekten er redusert til halvparten når:

$$\frac{\omega_0^2}{4\delta^2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 = 1$$

$$\left(\gamma - \frac{1}{\gamma} \right) = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = \pm \frac{2\delta}{\omega_0} = \pm 2\kappa$$

$$\gamma_\phi > 1: \quad \gamma_\phi - \frac{1}{\gamma_\phi} = +2\kappa$$

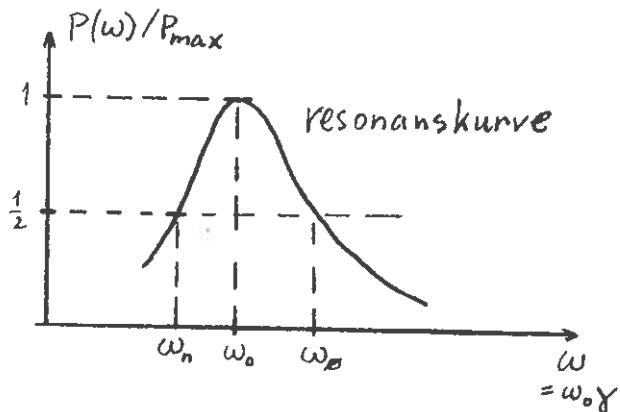
$$\gamma_n < 1: \quad \gamma_n - \frac{1}{\gamma_n} = -2\kappa$$

$$\gamma_\phi^2 - 2\kappa\gamma_\phi - 1 = 0$$

$$\gamma_\phi = \kappa + \sqrt{\kappa^2 + 1} \quad \gamma_\phi \rightarrow 1 \text{ når } \kappa \rightarrow 0$$

$$\gamma_n^2 + 2\kappa\gamma_n - 1 = 0$$

$$\gamma_n = -\kappa + \sqrt{\kappa^2 + 1} \quad \gamma_n \rightarrow 1 \text{ når } \kappa \rightarrow 0$$



$$(\Delta\omega)_{\text{res}} = \frac{\gamma_{\phi} - \gamma_n = 2\kappa}{\omega_{\phi} - \omega_n = 2\delta} = \frac{2R_r}{(m+m_r(\omega_o))} \quad (\text{A83d})$$

Skal resonansabsorpsjonen vera effektiv, må resonanskurva ha ei halvverdibreidd $(\Delta\omega)_{\text{res}}$ som er større enn breidda $(\Delta\omega)_E$ for bølgespektret. Dvs.

$$(\Delta\omega)_{\text{res}} > (\Delta\omega)_E \quad (\text{A83e})$$

B. HYDRODYNAMISK POTENSIALTEORI

I dette kapitlet skal me stilla opp grunnlikningane for bølger, såkalla tyngdebølger, som kan forplanta seg på overflata av vatn. Me skal sjå på bølgeutsving og energiforhold ved plane og sirkulære bølger.

Me startar med to grunnleggjande hydrodynamiske likningar som uttrykkjer bevaring av masse og impuls, nemleg kontinuitetslikninga

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{B1})$$

og Navier-Stokes likning

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{f} \quad (\text{B2})$$

Her er ρ massetettleiken (densiteten) til væska, \vec{v} er strøymingsfarten til væskeelementet, p er trykket og $\nu = \eta/\rho$ er den kinematiske viskositetskoeffisienten. Vidare er \vec{f} den ytre krafta pr. volumeining. Her skal me berre sjå på tilfelle med tyngdekraft, d.v.s.

$$\vec{f} = \rho \vec{g} \quad (\text{B3})$$

der \vec{g} er tyngdeakselerasjonen. Me går ut frå at væska er inkompressibel. Då er ρ konstant og (B1) gir

$$\boxed{\nabla \cdot \vec{v} = 0} \quad (\text{B4})$$

Kvervelfri rørsle i ideell væske. Bernoullis likning.

Me kan ofte med god tilnærming sjå bort frå viskositeten, slik at me reknar ideell væske, $\nu = 0$. Då blir rørslelikninga (B2)

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} \quad (\text{B4a})$$

Me bruker vektoridentiteten

$$\vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) = \frac{1}{2} \nabla v^2 - \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \quad (\text{B5})$$

og tek curlen til (B4a)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{v}) = \nabla \times \left[-\nabla v^2 / 2 + \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) - \nabla \frac{p}{\rho} + \vec{g} \right]$$

No gjeld $\nabla \times \nabla \phi \equiv 0$ og også $\nabla \times \vec{g} = 0$ fordi \vec{g} er konstant eller meir generelt fordi krafta \vec{g} kan utleiast av eit gravitasjonspotensial, gz . Altså er

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{v}) = \nabla \times [\vec{v} \times (\nabla \times \vec{v})]$$

Dersom væska ein gong i tida var kvervelfri, $\nabla \times \vec{v} = 0$ overalt, t.d. ved at væska var heilt i ro, vil ho alltid sidan halda fram med å vera kvervelfri, med di $(\partial/\partial t)\nabla \times \vec{v} = 0$. Me går ut frå at så er tilfelle, at altså

$$\boxed{\nabla \times \vec{v} \equiv 0} \quad (\text{B9})$$

overalt og til alle tider. Då kan me skriva

$$\boxed{\vec{v} = \nabla \phi} \quad (\text{B10})$$

der ϕ er det såkalla fartpotensialet. Merk at (B10) stettar (B9) p.g.a. vektoridentiteten $\nabla \times \nabla \equiv 0$.

Me set (B10) og (B5) inn i (B4a)

$$\nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz \right) = 0 \quad (\text{B11})$$

der me har ført inn ein oppoverretta z-akse og gravitasjonspotensialet gz slik at $\nabla gz = -\vec{g}$.

Integrasjon av (B11) gjev

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = C(t)$$

der integrasjons"konstanten" er uavhengig av romkoordinatane x , y , og z . Me kan ("without loss of generality")

velja $C(t)$ konstant. For me kan redefinera fartpotensialet

$$\phi' = \phi - \int^t C(t) dt$$

Då skilnaden mellom ϕ' og ϕ berre avheng av t og ikkje av romkoordinatane, er $\vec{v} = \nabla\phi' = \nabla\phi$. Me kan difor likså godt setja $C(t) = C$ som uavhengig av tida. Altså

$$\boxed{\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = C} \quad (B14)$$

Dette er Bernoullis likning. Denne byggjer på føresetnaden (B9) om kvervelfri (irrotasjonale) rørsle.

For stasjonær strøyming ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) kan ein utleia Bernoullis likning

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = C' = \text{konstant langs ei straumline (B14a)}$$

utan å gjera føresetnaden om kvervelfri rørsle $\nabla \times \vec{v} = 0$.

Me ser at når væska er i ro, d.v.s. når $v = 0$ og $\phi = \text{konstant}$, er

$$p = p_{\text{statisk}} = -\rho gz + \rho C'$$

Ved den fri overflata av væska, der $z = 0$ er p lik atmosfæretrykket p_{luft} . Difor er

$$p_{\text{statisk}} = -\rho gz + p_{\text{luft}} \quad (B15)$$

Det hydrostatiske trykket aukar lineært med avstanden under overflata.

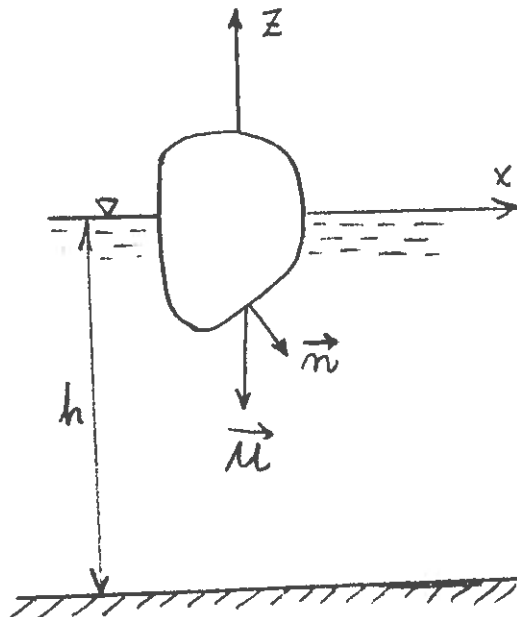
Grunnlikningane for tyngdebølgjer. Linearisering.

Med å setja (B10), $\vec{v} = \nabla\phi$, inn i (B4) $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ får me den partielle differensiallikninga

$$\boxed{\nabla^2 \phi = 0} \quad (B16)$$

Dette er Laplace-likninga (som er kjent t.d. frå elektrostatikken.)

Som grensevilkår har me at på faste overflater som grensar mot væska, må normalkomponenten av farten \vec{n} på overflata vera lik normalkomponenten av partikkelfarten \vec{v} i væska ved grenseflata



$$\vec{u} \cdot \vec{n} = u_n = v_n = \vec{v} \cdot \vec{n} = \vec{n} \cdot \nabla \phi = \frac{\partial \phi}{\partial n} \quad (\text{B17})$$

I ei ideell væske ($\nu = 0$) kan væska gli fritt langs den faste overflata, så det er ingen spesielle krav til tangentkomponenten av \vec{v} .*)

Spesielt vil me for ei fast flate som er i ro ($\vec{u} = 0$) ha at

$$\vec{n} \cdot \nabla \phi = \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (\text{B18})$$

Innfører me eit koordinatsystem med z-aksen peikande oppover, vil me på ein horisontal sjøbotn $z = -h$ ha grensevilkåret $\partial \phi / \partial z = 0$.

Så må me sjå på grensevilkåret mot den frie overflata (mot lufta). Overflata er $z = \eta = \eta(x, y, t)$. Me kallar η

*) Tangentkomponenten er altså vilkårleg. For ei reell væske med viskositet gjeld dette grensekravet rett utanfor det såkalla grensesjiktet i staden for på den fysiske faste flata. Dette spelar lita rolle så lenge grensesjiktet er svært tynt.

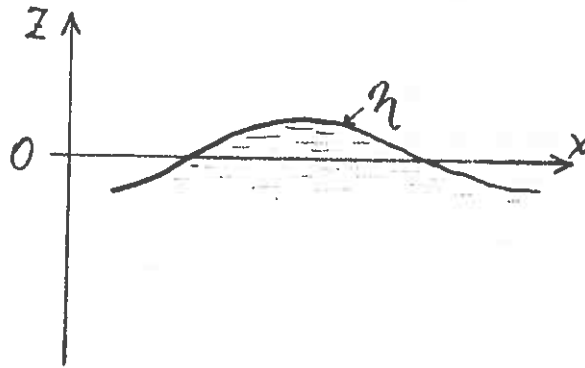
for bølgeutsvinget
eller elevasjonen.
Grensevilkåret er
at her er trykket
konstant og lik
atmosfæretrykket

P_{luft} .

Med bruk av

Bernoullis likning

(B14) får me



$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} \right)_{z=\eta} + \frac{P_{\text{luft}}}{\rho} + g\eta = C$$

For spesialtilfellet med inga bølge, altså væska i ro, er
fyrste og tredje leddet null. Me ser då at me må velja kon-
stanten

$$C = \frac{P_{\text{luft}}}{\rho} \quad (B21)$$

Altså gjeld

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=\eta} + \frac{v^2}{2} \Big|_{z=\eta} + g\eta = 0 \quad (B22)$$

Me skal no gå ut frå at det er små bølgjer slik at me
kan linearisera likningane. Me har at leddet $v^2/2$ er lite
av andre orden. Dessutan set me $(\partial \phi / \partial t)_{z=\eta} \approx (\partial \phi / \partial t)_{z=0}$.
Grensevilkåret ved den frie overflata blir dermed:

$$\boxed{\eta = - \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0}} \quad (B23)$$

Me seier at (B23) er ei linearisering av det generelle
kravet (B22).

Den partielle differensiallikninga (B16), $\nabla^2 \phi = 0$ er
ei elliptisk differensiallikning i motsetnad til bølge-
likninga for akustiske og elektromagnetiske bølgjer, som er
av typen

$$\nabla^2 \psi = c^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$$

Dette er ei hyperbolsk differensiallikning. Det som gjer at me får bølgløysingar av den elliptiske differensiallikninga (B16), er at løysinga må oppfylle randvilkåret (B23) på den frie overflata av væska.

Det er altså den frie overflata som er ansvarleg for bølgefôrplantinga og det er tyngdekrafta som skaffar bølgjene ein potensiell energi. Merk at tyngdeakselerasjonen g går inn i randvilkåret (B23), men ikkje i randvilkåret (B17) og ikkje i differensiallikninga (B16). Løysingane av differensiallikninga med randvilkåra kallar me tyngdebølgjer for di tyngdekrafta er viktig fysisk sett. Tyngdebølgjer på havet kan me gjerne kalla havbølgjer.

Me vil derivera (B23) m.o.p. t

$$-\frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Big|_{z=0} = \frac{\partial \eta}{\partial t} = v_z \Big|_{\eta=0} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=0}$$

Grensevilkåret (B23) ved den frie overflata kan difor skrivast som

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} = 0 \quad (\text{B25})$$

slik at ϕ er den einaste avhengig variable som går inn i kravet.

Trykket p i væska er summen av eit hydrostatisk trykk og eit hydrodynamisk trykk

$$P = P_{\text{statisk}} + P_{\text{dyn}} \quad (\text{B26})$$

Med bruk av (B15) og (B21) i Bernoullis likning (B14) får me

$$P_{\text{dyn}} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

når me lineariserer bort leddet $v^2/2$. Heretter vil me sløyfa indeks "dyn" og la p stå for det hydrodynamiske

trykket, altså

$$p = p_{\text{dyn}} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (\text{B27})$$

Regulære (harmoniske) bølger. Dispersjonslikninga.

Når tidsvariasjonen er sinusforma, kan me skriva

$$\phi = \phi(x, y, z, t) = \hat{\phi}(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (\text{B28})$$

der $\hat{\phi}$ er den komplekse amplituden av fartpotensialet, og der det er underforstått at me skal ta realdelen av den komplekse høgresida i formelen.

Differensiallikninga (B14) og grensevilkåra (B17) og (B25) kan skrivast

Overalt:

$$\nabla^2 \hat{\phi} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{\phi} = 0 \quad (\text{B29})$$

På faste overflater S:

$$\vec{n} \cdot \nabla \hat{\phi} = \vec{n} \cdot \hat{u} \quad \text{på } S \quad (\text{B30})$$

På den frie overflata:

$$\left(-\omega^2 \hat{\phi} + g \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} \right)_{z=0} = 0 \quad (\text{B31})$$

Bølgjeutsvinget (elevasjonen)

$$\hat{\eta} = -\frac{i\omega}{g} \hat{\phi} \Big|_{z=0} \quad (\text{B32})$$

Det dynamiske trykket

$$\hat{p} = -i\omega\rho\hat{\phi} \quad (\text{B33})$$

Jfr. (B23) og (B27).

Me prøver å finna ei partikulær løysing av differensial-

likninga (B29) med Bernoullis separasjonsmetode, d.v.s. med å setja

$$\hat{\phi}(x, y, z) = H(x, y)Z(z) \quad (\text{B34})$$

Innsetjing i (B29) og divisjon med $\hat{\phi}$ gjev

$$\frac{1}{H(x, y)} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right) = - \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2}$$

Venstre sida er ein funksjon berre av x og y . Høgre sida er ein funksjon berre av z . Begge sidene er like, og dei må difor vera uavhengige av x , y og z og difor ein konstant som me kallar $-k^2$. Altså

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} = k^2 Z \quad (\text{B35})$$

$$\nabla_H^2 H = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) H = -k^2 H(x, y) \quad (\text{B36})$$

Løysinga av (B35) er

$$Z = c_+ e^{kz} + c_- e^{-kz}$$

Me vil også få integrasjonskonstantar når me skal løysa (B36) for H . Me vil difor velja $Z = 1$ for $z = 0$. Altså

$$c_+ + c_- = 1$$

Me går ut frå at væska botnar på eit fast horisontalt plan, $z = -h$, som er i ro, slik at randkravet (B30) gjev

$$\frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \quad \text{for } z = -h \quad (\text{B39})$$

D.v.s.

$$k(c_+ e^{-kh} - c_- e^{+kh}) = 0$$

$$c_- = +c_+ e^{-2kh}$$

$$1 - c_+ = +c_+ e^{-2kh}$$

$$1 = c_+ (1 + e^{-2kh})$$

$$c_+ = \frac{1}{1 + e^{-2kh}}$$

$$c_- = 1 - c_+ = \frac{1 + e^{-2kh} - 1}{1 + e^{-2kh}} = + \frac{e^{-2kh}}{1 + e^{-2kh}}$$

$$\begin{aligned} Z(z) &= \frac{e^{kz} + e^{-2kh - kz}}{1 + e^{-2kh}} = \frac{e^{k(z+h)} + e^{-k(z+h)}}{e^{kh} + e^{-kh}} = \\ &= \frac{\cosh\{k(z+h)\}}{\cosh(kh)} \equiv e(kz) \end{aligned} \quad (\text{B40})$$

Merk at når $h \rightarrow \infty$ vil $e(kz) \rightarrow e^{kz}$. D.v.s. for "djupt vatn", $kh \gg 1$ gjeld $e(kz) \approx e^{kz}$ (B41)

Då har me altså den partikulære løysinga

$$\hat{\phi} = H(x, y)e(kz) \quad (\text{B42})$$

med

$$e(kz) = \frac{\cosh(kz+kh)}{\cosh(kh)} \quad (\text{B43})$$

der H er ei løysing av (B36). Når me seinare løyser denne likninga for tilfellet med plane bølger vil me finna at k er vinkelrepetensen.

Me må også ha oppfylt grensevilkåret (B31). Dette kravet gjev oss dispersjonslikninga

$$\omega^2 = g \left. \frac{\partial e(kz)}{\partial z} \right|_{z=0} = gk \frac{\sinh(kh)}{\cosh(kh)}$$

eller

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (\text{B44})$$

For djupt vatn $kh \gg 1$ gjeld

$$\boxed{\omega^2 = gk} \quad (\text{B45})$$

i samsvar med den tidlegare påstanden (A38).

Merk at

$$\tanh(kh) > 0,95 \quad \text{for } kh > 1,83 \quad \text{eller } h > 0,3\lambda$$

$$\tanh(kh) > 0,99 \quad \text{for } kh > 2,6 \quad \text{eller } h > 0,42\lambda$$

Vilkåret for å rekna med djupt vatn er altså, avhengig av kor nøyaktig me vil rekna, at djupna er minst ei tredjedels eller ei halv bølgjelengd.

For djupt vatn er bølgjelengda

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi g}{\omega^2} = \frac{g}{2\pi} T^2 = (1,56 \text{ m/s}^2) T^2 \quad (\text{B46})$$

Som me før har funne - jfr. (A42) og (A43) - gjeld for djupt vatn

$$2v_g = v_f = \frac{g}{\omega} = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (\text{B47})$$

For grunt vatn med horisontal botn, $kh \ll 1$ gjeld

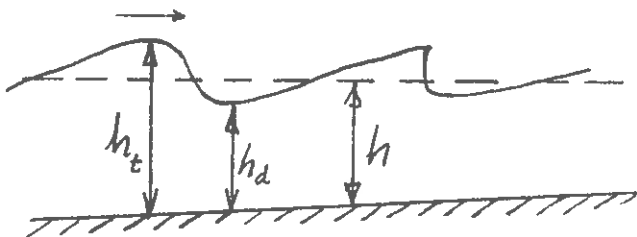
$$\omega^2 = gk(kh + \dots) \approx ghk^2$$

I denne tilnærminga er bølgja ikkje dispersiv då

$$v_g = v_f = \sqrt{gh} \quad (\text{B48})$$

uavhengig av k og ω .

Teorien her er lineær, men la oss likevel prøva å gi ei kvantitativ forklaring av bølgjebryting på grunt vatn.



Formelen

$$v_g = v_f = \sqrt{gh}$$

tyder på at bølgja går fortare på bølgjetoppen enn i bølgjedalen, for di $h_t > h_d$.

Tilslutt blir det ein loddrett kant ("brimhestar") og då gjeld sjølvstekt ikkje lineær teori lenger, med di $\partial\eta/\partial x \rightarrow \infty$.

For vilkårleg djupn h gjeld (B44) som er ei transcendent likning for k . Numerisk kan me finna k t.d. ved iterasjon. Tilnærming nr. n

$$k^{(n)} = \frac{\omega^2}{g \tanh(k^{(n-1)} h)} \quad (B49)$$

med $k^{(0)} = \omega^2/g$. Fasefarten er

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \sqrt{(g/k) \tanh(kh)} = \frac{g}{\omega} \tanh(kh) \quad (B50)$$

For å finna gruppefarten v_g differensierer me (B44)

$$\begin{aligned} 2\omega d\omega &= gdk \tanh(kh) + \frac{gh}{\cosh^2(kh)} hdk \\ &= \frac{dk}{k} gk \tanh(kh) + \frac{gk \tanh k}{\cosh(kh) \sinh(kh)} hdk \\ &= \frac{dk}{k} \omega^2 + \frac{2\omega^2 hdk}{\sinh(2kh)} \\ v_g &= \frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{2k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \end{aligned}$$

Då $v_f = \omega/k$, får me altså

$$v_g = \frac{f(kh)}{2 \tanh(kh)} v_f = \frac{g}{2\omega} f(kh) \quad (B51)$$

der me har ført inn djupnefunksjonen

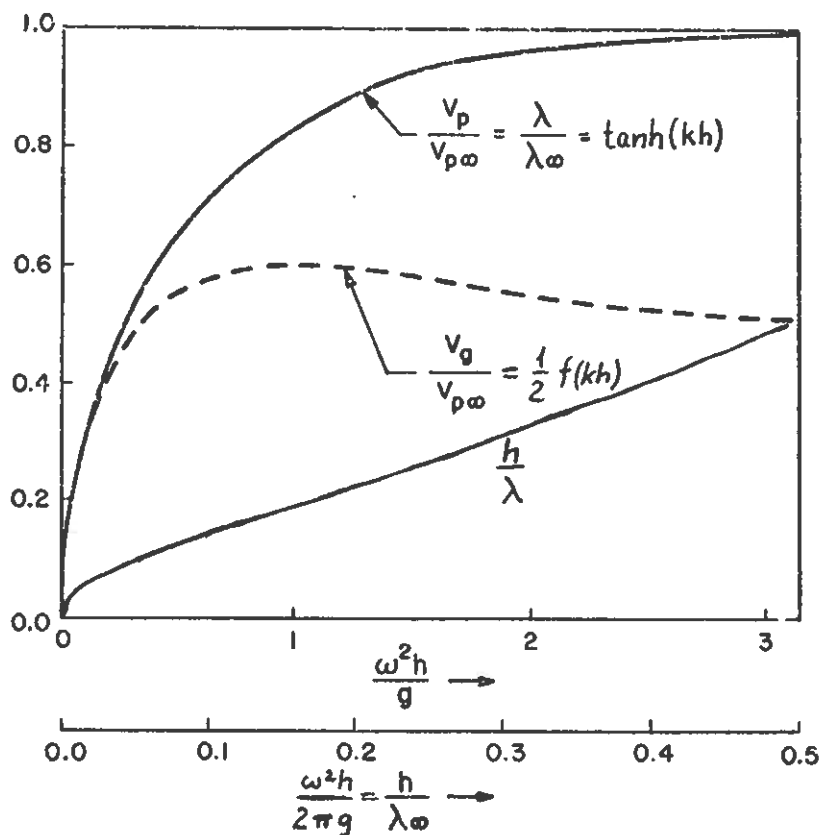
$$f(kh) = \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \tanh(kh) \quad (B52)$$

for di me får mykje bruk for denne funksjonen seinare. Merk at for djupt vatn, $kh \gg 1$ er $f(kh) \approx 1$ og $\tanh(kh) \approx 1$. For små kh gjeld

$$\tanh(kh) = kh + \dots \quad \text{og} \quad f(kh) = 2kh + \dots$$

Medan $\tanh(kh)$ er ein monotont aukande funksjon har $f(kh)$ eit maksimum $f_{\text{maks}} = 1,200$ for $kh = 1,19$.

For vilkårlege ω , finn me k av den transcendentale dispersjonslikninga (B44) og så finn me v_f og v_g av (B50) og (B51). Samanhengen er vist grafisk i kurvene i figuren nedanfor.



Fasefart v_p , gruppefart v_g og bølglengd λ som funksjon av djupna h . Indeksen ∞ svarar til uendeleg djupn.

Me skal finna ei partikulær løysing av (B36)

$$\nabla_H^2 H = -k^2 H$$

også ved Bernoullis separasjonsmetode. Bruker me kartesiske koordinater (x, y) , får me ei plan bølge som løysing.

Bruker me polarkoordinatar (r, θ) , får me ei sirkulær bølge som partikulær løysing.

Plane bølger. Intensitet og energitransport.

Me skal sjå på ei plan harmonisk bølge som forplantar seg i x-retning

$$(B36) \text{ med } \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = -k^2 H \quad (B54)$$

$$H = Ae^{-ikx} + Be^{ikx} \quad (B55)$$

(sum av ei framovergåande og ei tilbakegåande bølge)

Innsett i (B34) og (B40) får me den komplekse amplituden av fartpotensialet

$$\hat{\phi} = (Ae^{-ikx} + Be^{+ikx})e(kz) \quad (B56)$$

Me ser at k er vinkelrepetensen for den harmoniske bølga, slik som påstått tidlegare i tilknytning til (B43) og (B44).

Ofte vil me oppfatta den tilbakegåande bølga som ei reflektert bølge og den framovergåande bølga som ei innkomande bølge. Då skriv me (B56) som

$$\hat{\phi} = -\frac{g}{i\omega} \eta_i (e^{-ikx} + \Gamma e^{+ikx})e(kz) \quad (B57)$$

der Γ er "refleksjonskoeffisienten" og η_i er den komplekse amplituden av elevasjonen ved $x = 0$, dersom der er inga reflektert bølge. Av (B32) får me nemleg

$$\hat{\eta} = -\frac{i\omega}{g} (Ae^{-ikx} + Be^{+ikx}) = \eta_i (e^{-ikx} + \Gamma e^{+ikx}) = \hat{\eta}_f + \hat{\eta}_b \quad (B58)$$

der dei to ledda $\hat{\eta}_f$ og $\hat{\eta}_b$ gjeld respektivt framovergåande og bakovergåande bølge. Me har altså av (B32), (B33) og (B56)

$$\hat{\phi} = \frac{g}{-i\omega} e(kz)\hat{\eta} \quad (B59)$$

$$\hat{p} = \rho g \hat{\eta} e(kz) \quad (B60)$$

Det hydrodynamiske trykket minkar altså som funksjonen $e(kz)$ med avstanden under overflata. Med bruk av (B10), eller $\hat{\vec{v}} = \nabla\hat{\phi}$, får me dessutan

$$\hat{v}_x = \frac{\partial}{\partial x} \hat{\phi} = g \frac{k}{\omega} e(kz)(\hat{\eta}_f - \hat{\eta}_b) \quad (\text{B61})$$

$$\hat{v}_z = \frac{\partial}{\partial z} \hat{\phi} = g \frac{ik}{\omega} e'(kz)(\hat{\eta}_f + \hat{\eta}_b) \quad (\text{B62})$$

der

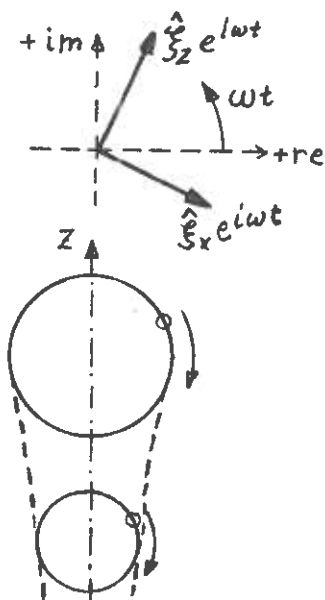
$$e'(kz) = \frac{d}{d(kz)} e(kz) = \frac{\sinh(kz+kh)}{\cosh(kh)} = e(kz)\tanh(kz+kh) \quad (\text{B63})$$

Dersom me har ei framovergåande progressiv bølge ($\hat{\eta}_b = 0$) på djupt vatn ($kh \gg 1$) er rørsla av væskepartiklane sirkulærpolarisert med negativ dreieretning (med urvisaren)

$$\hat{v}_x = \omega \hat{\eta}_f e^{kz} \quad (\text{B64})$$

$$\hat{v}_z = i\omega \hat{\eta}_f e^{kz} \quad (\text{B65})$$

Dette har me funne ved å bruka dispersjonslikninga (B45) $\omega^2 = gk$.



Væskepartikkelutsvinget er

$$\hat{\xi}_z = \hat{\vec{v}}/i\omega \quad (\text{B66})$$

$$\hat{\xi}_x = -i\hat{\eta}_f e^{kz} \quad (\text{B67})$$

$$\hat{\xi}_z = \hat{\eta}_f e^{kz} \quad (\text{B68})$$

For ei bakovergåande progressiv bølge ($\hat{\eta}_f = 0$) på djupt vatn er rørsla sirkulærpolarisert med positiv dreieretning

(mot urvisaren).

Når både $\hat{n}_f \neq 0$ og $\hat{n}_b \neq 0$ er rørsla elliptisk polarisert med forhold $(|\hat{n}_f| + |\hat{n}_b|)/(|\hat{n}_f| - |\hat{n}_b|)$ mellom den lange og den korte aksen i ellipsen. For ei reint ståande bølge, $|\hat{n}_f| = |\hat{n}_b|$, er svingerørsla lineærpolarisert.

Med endeleg vassdjupn er svingerørsla elliptisk polarisert også for progressive bølger.

Me skal sjå på energitransporten i denne plane bølge som forplantar seg i x-retning. Etter (A47) er intensiteten

$$I = \overline{p v_x} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\hat{p} \hat{v}_x^*) \quad (\text{B69})$$

Ved innsetjing frå (B60) og (B61) får me bruk for produktet

$$(\hat{n}_f + \hat{n}_b)(\hat{n}_f - \hat{n}_b)^* = |\hat{n}_f|^2 - |\hat{n}_b|^2 + (\hat{n}_f^* \hat{n}_b - \hat{n}_f \hat{n}_b^*) \quad (\text{B70})$$

Då siste leddet her er reint imaginært, får me

$$I = \frac{1}{2} \omega k \rho |\hat{\phi}|^2 = \frac{k \rho g^2}{2\omega} (|\hat{n}_f|^2 - |\hat{n}_b|^2) e^2(kz) \quad (\text{B71})$$

Effekttransporten pr. lengdeining av bølgefronten (som her er parallell med y-aksen) er

$$K = \int_{-h}^0 I(z) dz = \frac{\rho g^2}{2\omega} (|\hat{n}_f|^2 - |\hat{n}_b|^2) k \int_{-h}^0 e^2(kz) dz \quad (\text{B72})$$

Mellomrekning:

$$\begin{aligned} k \int_{-h}^0 e^2(kz) dz &= \int_{-kh}^0 \frac{\cosh^2(u+kh)}{\cosh^2(kh)} du = \int_{-kh}^0 \frac{\cosh(2u+2kh)+1}{2 \cosh^2(kh)} du \\ &= \frac{\frac{1}{2} \sinh(2kh)+kh}{2 \cosh^2(kh)} = \frac{\sinh(kh)\cosh(kh)}{2 \cosh^2(kh)} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right) \\ &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right) \tanh(kh) = \frac{1}{2} f(kh) \end{aligned} \quad (\text{B73})$$

der $f(kh)$ er gjeven av (B52).

Altså

$$K = \frac{\rho g^2 f(kh)}{4\omega} (|\hat{\eta}_f|^2 - |\hat{\eta}_b|^2) \quad (B74)$$

For ei reint progressiv bølge ($B = 0$, $\Gamma = 0$, eller $\hat{\eta}_b = 0$) har me

$$K = \frac{\rho g^2 f(kh)}{4\omega} |\hat{\eta}_f|^2 = \frac{\rho g^2 f(kh)}{4\omega} |\hat{\eta}_i|^2 \quad (B75)$$

Me fører inn perioden $T = 2\pi/\omega$ og bølgehøgda $H = 2|\eta_i|$. For djupt vatn er $f(kh) = 1$ og

$$K = \frac{\rho g^2}{32\pi} TH^2 = (976 \text{ W s}^{-1} \text{ m}^{-3}) TH^2 \quad (B76)$$

når me set $\rho = 1020 \text{ kg/m}^3$ for sjøvatn. Med $[K] = \text{kW/m}$, $[T] = \text{s}$ og $[H] = \text{m}$ gjeld avrunda

$$\{K\} \approx \{T\}\{H\}^2$$

for ei regulær bølge.

T.d. med $T = 10 \text{ s}$ og $H = 2 \text{ m}$ får me $K = 40 \text{ kW/m}$.

Så vil me sjå på energien som er lagra i den progressive bølga. I tidsmiddel er den kinetiske energien pr. volumening

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \rho \frac{1}{2} \text{Re}\{\hat{v}_x \hat{v}_x^* + \hat{v}_z \hat{v}_z^*\} &= \\ &= \frac{1}{4} \rho \left(\frac{gk}{\omega}\right)^2 (e^{2(kz)} + e'^{2(kz)}) |\hat{\eta}_f|^2 \end{aligned} \quad (B78)$$

$$\begin{aligned} e^{2(kz)} + e'^{2(kz)} &= \frac{\cosh^2(kz+kh) + \sinh^2(kz+kh)}{\cosh^2(kh)} = \\ &= \frac{2 \cosh^2(kz+kh) - 1}{\cosh^2(kh)} = 2e^{2(kz)} - \frac{1}{\cosh^2(kh)} \end{aligned}$$

Kin. energi pr. volumening:

$$\frac{1}{4} \rho \left(\frac{gk}{\omega}\right)^2 \left\{ 2e^{2(kz)} - \frac{1}{\cosh^2(kh)} \right\} |\hat{\eta}_f|^2$$

Ved integrasjon $\int_{-h}^0 dz$ får me E_k -kin. energi pr. flate-
eining av sjøoverflata. Bruk av (B73) gjev

$$E_k = \frac{1}{4} \rho \left(\frac{gk}{\omega} \right)^2 \left\{ \frac{1}{k} f(kh) - \frac{h}{\cosh^2(kh)} \right\} |\hat{\eta}_f|^2 \quad (\text{B80})$$

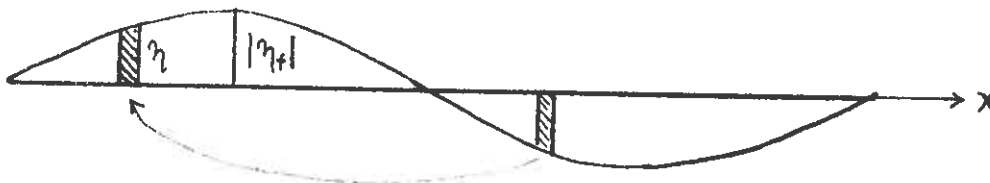
$$E_k = \frac{\rho g}{4} \frac{gk}{\omega^2} \left\{ f(kh) - \frac{kh}{\cosh^2 kh} \right\} |\hat{\eta}_f|^2$$

Med bruk av (B44) og (B52)

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{\rho g}{4} |\hat{\eta}_f|^2 \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} - \frac{kh}{\sinh(kh)\cosh(kh)} \right) = \\ &= \frac{\rho g}{4} |\hat{\eta}_f|^2 \end{aligned} \quad (\text{B81})$$

E_p - potensiell tyngdeenergi pr. flateeining.

Potensiell energi for eit rektangel 1 bølgjelengd lang og ei lengdeeining brei:



$$E_p \lambda = \int_0^{\lambda/2} \rho g \eta \frac{\eta}{2} 2 dx = \rho g \int_0^{\lambda/2} \eta^2 dx \quad (\text{B82})$$

$$E_p = \frac{\rho g}{2} \frac{1}{\lambda/2} \int_0^{\lambda/2} \eta^2 dx = \frac{\rho g}{4} |\hat{\eta}_f|^2 \quad (\text{B83})$$

Me ser at

$$\boxed{E_k = E_p = \frac{\rho g}{4} |\hat{\eta}_f|^2} \quad (\text{B84})$$

Dette er analogt med at energien som er lagra i ei progressiv elektromagnetisk bølge er likt delt mellom elektrisk energi

og magnetisk energi. Energien lagra i ei progressiv lyd- bølge er likt delt mellom kinetisk energi og potensiell elastisk energi.

Energien pr. flateining av sjøoverflata blir altså

$$E = E_k + E_p = \frac{\rho g}{2} |\hat{\eta}_f|^2 \quad (\text{B85})$$

Me kan definera ein energiforplantingsfart for den progressive bølgeja

$$v_E = \frac{K}{E} = \frac{g}{2\omega} f(kh) \quad (\text{B86})$$

Samanliknar me med (B51), ser me at dette er gruppefarten. Altså har me

$$\boxed{K = v_g E} \quad (\text{B87})$$

for den progressive bølgeja.

Sirkulære bølgjer.

Me har funne ei partikulær løysing (B42)

$$\hat{\phi} = H e(kz) \quad (\text{B88})$$

H er ein funksjon av koordinatane x og y. Men me fører inn polar- koordinatar r, θ ved

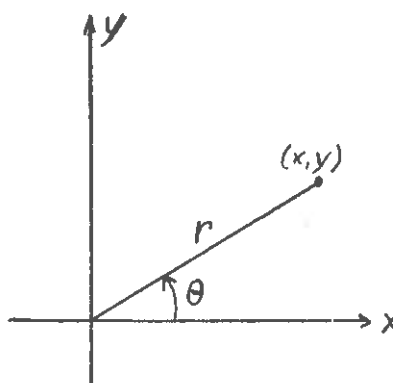
$$x = r \cos\theta$$

$$y = r \sin\theta$$

Funksjonen H skal oppfylla (B36)

$$-k^2 H = \nabla_H^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \theta^2} \quad (\text{B89})$$

Me prøver atter å bruka Bernoullis separasjonsmetode for å finna ei partikulær løysing



$$H(r, \theta) = R(r) \theta(\theta) \quad (\text{B90})$$

Innsetjing i (B89) og divisjon med H/r^2 gjev

$$\frac{r^2}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + k^2 \right) = - \frac{1}{\theta} \frac{d^2 \theta}{d\theta^2} = n^2$$

der n er ein konstant for di høgre sida er ein funksjon berre av r , medan høgre sida er uavhengig av r .

Altså

$$\frac{d^2 \theta}{d\theta^2} = \theta''(\theta) = -n^2 \theta \quad (\text{B91})$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(k^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (\text{B92})$$

eller

$$R'' + \frac{1}{r} R' + \left(k^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) R = 0$$

Den generelle løysinga av (B91) skriv me

$$\theta = \theta_n = c_c \cos(n\theta) + c_s \sin(n\theta) \quad (\text{B91a})$$

der c_c og c_s er integrasjonskonstantar. Me må ha ei eintydig løysing, d.v.s.

$$\theta_n(\theta + 2\pi) = \theta_n(\theta) \quad (\text{B91b})$$

Dette krev at n er eit heilt tal

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (\text{B91c})$$

Då me har integrasjonskonstant også i løysinga for faktoren $R(r)$, vil me setja

$$\theta_{\max} = 1 \quad (\text{B91d})$$

slik at

$$c_s^2 + c_c^2 = 1 \quad (\text{B91e})$$

Då kan me skriva

$$\theta_n(\theta) = \cos(n\theta + \psi_n) = \cos\psi_n \cos(n\theta) - \sin\psi_n \sin(n\theta) \quad (\text{B93})$$

der ψ_n er ein integrasjonskonstant som førebels er uspesifisert.

Før me skriv opp noka generell løysing på (B92) vil me konstatera at i ei ideell væske som er ikkje-viskøs og dermed tapsfri, så må den effekten P_r som passerer ein sylinder med stor radius r vera uavhengig av r . D.v.s.

$$P_r = K \cdot 2\pi r \quad \text{uavhengig av } r$$

Altså må $K \propto r^{-1}$. For store r er den sirkulære bølge nær plan (krumminga av bølgefrenten har lite å seia). Då gjeld (B75) $K \propto |\hat{\eta}|^2$ - som visar at $|\hat{\eta}| \propto r^{-\frac{1}{2}}$. Dermed er $|\hat{\phi}| \propto r^{-\frac{1}{2}}$ - jfr. t.d. (B59) $\hat{\phi} = \frac{g}{-i\omega} e(kz)\hat{\eta}$ - og $|R| \propto r^{-\frac{1}{2}}$. Men R har og ein fase, som for ei utovergåande bølge er $-kr$. For store r må me altså venta

$$\hat{\phi} \propto r^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr} e(kz) \quad (\text{B94})$$

Bessels differensiallikning (B92) har dei to lineært uavhengige løysingane $J_n(kr)$ og $N_n(kr)$, som er Bessel-funksjonar av orden n . J_n er av 1. slag og N_n av 2. slag. J_n er endeleg for $r = 0$, medan $N_n \rightarrow \infty$ når $r \rightarrow 0$. Andre singularitetar finst ikkje for $r \neq \infty$. For store r går J_n og N_n som cosinus- og sinus-funksjonar multiplisert med $r^{-\frac{1}{2}}$. I analogi med Eulers formlar

$$e^{ikr} = \cos(kr) + i \sin(kr) \quad (\text{B95})$$

$$e^{-ikr} = \cos(kr) - i \sin(kr)$$

definerer me Hankel-funksjonar av orden n og av 1. slag, respektivt 2. slag.

$$H_n^{(1)}(kr) = J_n(kr) + iN_n(kr) \quad (\text{B96})$$

$$H_n^{(2)}(kr) = J_n(kr) - iN_n(kr)$$

Merk at

$$H_n^{(1)}(kr) = \left(H_n^{(2)}(kr) \right)^* \quad (\text{B97})$$

Asymptotisk gjeld

$$H_n^{(2)}(kr) \approx \sqrt{2/(\pi kr)} e^{-i(kr - n\pi/2 - \pi/4)} \left(1 + O\left\{ \frac{1}{kr} \right\} \right) \\ \text{når } kr \rightarrow \infty \quad (\text{B98})$$

(Jfr. t.d. Jahnke-Emde-Lösch, Tafeln höherer Funktionen, 1960, p. 146.)

For $\rho = kr \rightarrow 0$ gjeld (med $\gamma = 1,781\dots$)

$$H_0^{(2)}(\rho) = i \frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma\rho} + 1 - i \frac{\rho^2}{2\pi} \ln \frac{2}{\gamma\rho} + O\{\rho^2\} \\ H_1^{(2)}(\rho) = i \frac{2}{\pi\rho} + i \frac{\rho}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma\rho} + O\{\rho\} \quad (\text{B99}) \\ H_n^{(2)}(\rho) = i \frac{(n-1)}{\pi} \left(\frac{2}{\rho} \right)^n + O\{\rho^{-n+2}\} \quad n > 1$$

Løysinga av differensiallikninga (B92) kan me difor skriva

$$R(r) = A_n H_n^{(2)}(kr) + B_n H_n^{(1)}(kr) \quad (\text{B100})$$

der A_n og B_n er integrasjonskonstantar. Av det asymptotiske uttrykket (B98) ser me at $H_n^{(2)}$ representerer ei utovergåande bølge og av (B97) at då representerer $H_n^{(1)}$ ei innovergåande bølge. Me skal bruka strålingsvilkåret for utgåande bølge i uendeleg og setja $B_n = 0$. Då har me løysinga

$$\hat{\phi} = A_n H_n^{(2)}(kr) \theta_n(\theta) e(kz) \quad (\text{B101})$$

Ein sum av slike løysingar

$$\hat{\phi} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(kr) \theta_n(\theta) e(kz) \quad (\text{B102})$$

er også ei løysing som oppfyller strålingsvilkåret, disper-

sjonslikninga (B44) og Laplace-likninga (B29).

Etter (B98) går (B102) over til

$$\hat{\phi} \approx A(\theta)e(kz)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} \quad \text{for } kr \gg 1 \quad (\text{B103})$$

der

$$A(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{2/\pi} A_n \theta_n(\theta) e^{i(n\pi/2+\pi/4)} \quad (\text{B104})$$

Den utgåande sirkulære bølge har sitt opphav i ei strålingskjelde i eller ved origo, $r = 0$. Det er berre i spesielle tilfelle at fartpotensialet er gjeve på den spesielle forma (B102) der variasjonen med z er teken vare på med faktoren $e(kz)$. Ei meir generell løysing som oppfyllar Laplace-likninga (B29), grensevilkåra og strålingsvilkåret for $r \rightarrow \infty$, er av forma

$$\hat{\phi} = \hat{\phi}_1(r, \theta, z) + A(\theta)e(kz)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} \quad (\text{B105})$$

Her representerer siste leddet det såkalla "fjernfeltet", medan fyrste leddet $\hat{\phi}_1$ representerer "nærfeltet", eit lokalt fartpotensial som "knyter" fjernfeltet til strålingskjelda på ein slik måte at grensevilkåra ved strålingskjelda er oppfylte. Det kan visast at det lokale feltet $\hat{\phi}_1$ minskar med avstanden r frå kjelda minst så sterkt som $1/r$. Jfr. t.d. pp. 475-478 i Wehauer + Laitone, Surface Waves, Handbuch der Physik, Bd. IX, pp. 446-778 (1960).

Med bruk av (B32) gjev (B105)

$$\hat{\eta} = \hat{\eta}(r, \theta) = -\frac{i\omega}{g} \hat{\phi}_1(r, \theta, 0) - \frac{i\omega}{g} A(\theta)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} \quad (\text{B106})$$

For store (kr) , der $\hat{\phi}_1$ kan neglisjerast, vil $(kr)^{-\frac{1}{2}}$ variera relativt lite over ei bølgelengd, så krumminga av bølgefrenten har lite å seia. Me kan då bruka energitransportformelen (B75) for plane bølger og byta ut $|n_i|$ med $|\frac{\omega}{g} A(\theta)(kr)^{-\frac{1}{2}}|$. Effekten transportert pr. lengdeining av bølgefrenten blir dermed

$$K(r, \theta) = \frac{f(kh)\rho g^2}{4\omega} \frac{\omega^2}{g^2} |A(\theta)|^2 \frac{1}{kr} = \frac{\omega\rho f(kh)}{4kr} |A(\theta)|^2$$

Den utstrålte effekten blir

$$P_r = \int_0^{2\pi} K(r, \theta) r d\theta = \frac{\omega\rho f(kh)}{4k} \int_0^{2\pi} |A(\theta)|^2 d\theta \quad (\text{B108})$$

For sirkulærsymmetrisk strålingskjelde er etter (B104)

$$A = \sqrt{\frac{2}{\pi}} A_0 e^{i\pi/4} \quad (\text{B109})$$

slik at

$$P_r = \frac{\omega\rho f(kh)}{k} |A_0|^2 \quad (\text{B110})$$

Dette er nyttig når me seinare skal finna strålingsresistansen for ein rundstrålar.

Spreiing av plan bølge på vertikal sylinder.

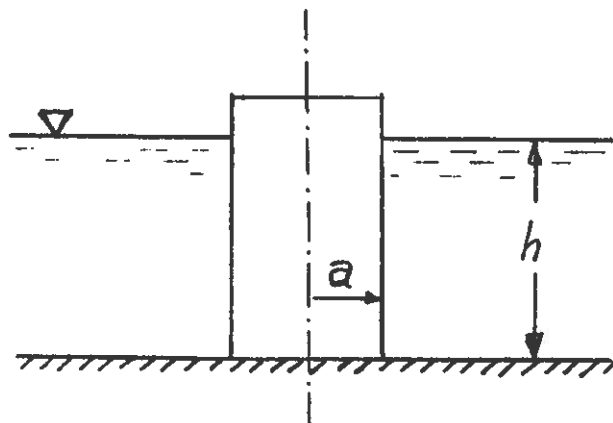
Me ser på tilfellet med ein vertikal sirkulær sylinder med radius a . Sylindren står på sjøbotnen og har akse samanfallande med z -aksen. Etter grensevilkåret (B30) må me ha

$$\left. \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial r} \right|_{r=a} = 0 \quad (\text{B111})$$

Det fell ei progressiv plan bølge

$$\hat{\eta}_f = \eta_i e^{-ikx} \quad (\text{B112})$$

inn mot sylindren. Denne bølga kan ikkje åleine oppfylla grensevilkåret (B111). P.g.a. diffraksjon blir det sett opp ei spreidd bølge $\hat{\eta}_s$ slik at den resulterande bølge blir



$$\hat{\eta} = \hat{\eta}_f + \hat{\eta}_s = \eta_i e^{-ikr \cos\theta} + \hat{\eta}_s(r, \theta) \quad (\text{B113})$$

Me må ha $\hat{\eta}_s$ slik at den resulterande bølge oppfyller grensevilkåret (B111) ved $r = a$.

Me skal sjå at dette kan oppfyllest med ei spreidd bølge $\hat{\phi}_s$ av typen (B102). P.g.a. symmetrien i problemet må me ha $\theta(-\theta) = \theta(\theta)$. Difor set me $\psi_n = 0$ i (B93), slik at $\theta_n(\theta) = \cos(n\theta)$.

Av (B102) får me då for det spreidde fartpotensialet

$$\hat{\phi}_s = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta) e(kz) \quad (\text{B114})$$

Så bruker me den matematiske formelen

$$e^{-ikx} = e^{-ikr \cos\theta} = J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n J_n(kr) \cos(n\theta) \quad (\text{B115})$$

Bruker me då (B113) i (B59) får me

$$\begin{aligned} \hat{\phi} &= \frac{g}{-i\omega} e(kz) \hat{\eta} = \frac{g}{-i\omega} e(kz) (\hat{\eta}_f + \hat{\eta}_s) \\ &= e(kz) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -\frac{g}{i\omega} \eta_i \epsilon_n (-i)^n J_n(kr) + A_n H_n^{(2)}(kr) \right\} \cos(n\theta) \end{aligned} \quad (\text{B116})$$

der $\epsilon_0 = 1$ og $\epsilon_n = 2$ for $n > 0$. Grensevilkåret (B111) ved $r = a$ er oppfylt dersom me set

$$(-i)^{n-1} \frac{g}{\omega} \eta_i \epsilon_n J_n'(ka) + A_n H_n^{(2)'}(kr) = 0$$

der

$$J_n'(ka) = \frac{d}{d\rho} J_n(\rho) \Big|_{\rho=ka}$$

og tilsvarende for $H_n^{(2)'}(ka)$.

Altså får me

$$A_n = -(-i)^{n-1} \epsilon_n \frac{g}{\omega} \eta_i \frac{J_n'(ka)}{H_n^{(2)'}(ka)} \quad (\text{B119})$$

Med desse verdiane for A_n bestemte gjev (B114) det spreidde potensialet $\hat{\phi}$.

C. BØLGESTATISTIKK OG ENERGIPOTENSIAL

C1 - Innledning

Virkelige havbølger er ikke harmoniske og plane. Hvorfor?

1. Dispersjon.
2. Genereringsmekanismen - vind.

Dette at havbølger er generert av vind gir dem en ikke-deterministisk karakter.

Virkelige havbølger må beskrives med statistiske metoder.

C2 - Energispekteret

Under forutsetning av at lineær teori er gyldig kan superposisjonsprinsippet benyttes for å beskrive en gitt sjøtilstand. Sjøtilstanden splittes opp i harmoniske, plane bølger med forskjellige frekvenser og innfallsretninger gjennom en Fourieromvending. Umiddelbart ville det være tiltrekkende å prøve å uttrykke overflatens posisjon, $\eta(x,y,t)$, på denne måten. I såfall skal $\eta(x,y,t)$ fourieromvendes til å gi en spekteramplitude, $\hat{A}(\omega, \theta)$:

$$\hat{A}(\omega, \theta) = |\hat{A}(\omega, \theta)| e^{i\psi(\omega, \theta)} \quad (C1)$$

Her oppstår imidlertid problemer ut fra den fysiske virkelighet:

1. Overflatens posisjon, $\eta(x,y,t)$, er ikke absolutt integrerbar.

$$\iint_{-\infty}^{\infty} |\eta| dx dy \rightarrow \infty \quad (C2)$$

2. Havet er ikke å betrakte som en flate, men heller som forskjellige områder med diffuse avgrensninger. Først innenfor ett slikt område kan vi snakke om ensartede forhold.
3. Generering av havbølger gir transiente forløp og dermed ikke-stasjonære prosesser.
4. Havbølgene har en ikke-deterministisk karakter p.g.a. genereringsmekanismen.

Disse forholdene gjør at vi ikke direkte kan gå til å fourieromvende $\eta(x,y,t)$.

For det første må vi begrense beskrivelsen av en sjøtilstand til å gjelde ett bestemt havområde og tidsintervall. Innenfor dette området og intervallet kan sjøtilstanden betraktes som en stasjonær, stokastisk prosess. Videre oppnås en ikke-deterministisk beskrivelse (pkt 4.) ved å begrense kravet til fasevinklen ψ - jmf. likn. (C1). Det eneste som kreves av denne fasevinklen er at den skal være rektangulærfordelt i området 0 til 2π .

$$f(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & \text{når } 0 < \psi < 2\pi \\ 0 & \text{ellers} \end{cases} \quad (C3)$$

På grunn av at $\eta(x,y,t)$ ikke er absolutt integrerbar er det hensiktsmessig i første omgang å begrense fourierrepresentasjonen til å gjelde midlere energitetthet, \bar{E} , i sjøtilstanden. Energispekteret $S(\omega, \theta)$, defineres gjennom

$$\bar{E} \stackrel{\text{def}}{=} \rho g \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta \quad (C4)$$

Energiinnholdet innenfor området $(\omega, \omega+d\omega)$ og $(\theta, \theta+d\theta)$ er altså $\rho g S(\omega, \theta)$. $S(\omega, \theta)$ betegnes også gjerne som to-dimensjonalt eller retningsoppløst energispekter for å skille fra størrelsen $S(\omega)$ gitt ved

$$S(\omega) = \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta) d\theta \quad (C5)$$

Rent måleteknisk begrenser en seg ofte til å registrere $S(\omega)$. Å registrere den fullstendige $S(\omega, \theta)$ er langt mer komplisert. Ofte benyttes betegnelsen "energispekter" på $S(\omega)$ og ikke $S(\omega, \theta)$.

Dersom en nå ønsker å uttrykke $\eta(x,y,t)$ på samme måte, må en gå forsiktig fram. Det er da tryggest først å skrive likning (C4) på diskretisert form :

$$\bar{E} = \rho g \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{\ell=1}^m S(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta \quad (C6)$$

hvor

$$m\Delta\omega = 2\pi \quad (C7)$$

På samme måte kan nå $\eta(x, y, t)$ uttrykkes på diskretisert form

$$\eta(x, y, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{\ell=1}^m |\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell})| \exp(i\psi(\omega_j, \theta_{\ell})) \cdot \exp(i(\omega_j t - k_j(x \cos \theta_{\ell} + y \sin \theta_{\ell}))) \Delta\omega \Delta\theta \right\} \quad (C8)$$

hvor $\psi(\omega_j, \theta_{\ell})$ er gitt ut fra likn. (C3). $\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta$ er således amplituden til en bølge med frekvens ω_j og innfallsretning θ_{ℓ} .

Dermed kan midlere energitetthet, $\bar{E}(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta$, innenfor $(\omega_j, \omega_j + \Delta\omega)$ og $(\theta_{\ell}, \theta_{\ell} + \Delta\theta)$ uttrykkes på to forskjellige måter. Fra likn. (C6) :

$$\bar{E}(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta = \rho g S(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta \quad (C9)$$

Fra likning (C8) :

$$\bar{E}(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta = \frac{1}{2} \rho g |\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell})|^2 (\Delta\omega \Delta\theta)^2 \quad (C10)$$

Dette gir følgende sammenheng mellom $S(\omega_j, \theta_{\ell})$ og $|\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell})|$:

$$|\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell})| \Delta\omega \Delta\theta = \left(2 S(\omega_j, \theta_{\ell}) \Delta\omega \Delta\theta \right)^{\frac{1}{2}} \quad (C11)$$

Likn. (C11) illustrerer da klart problemet som oppstår dersom en ønsker å uttrykke $\eta(x, y, t)$ på integralform ut fra likning (C8) ved å gå til grensen $\Delta\omega, \Delta\theta \rightarrow 0$. $S(\omega_j, \theta_{\ell})$ er en endelig størrelse. Av likn. (C11) går det fram

$$\lim_{\Delta\omega, \Delta\theta \rightarrow 0} |\hat{A}(\omega_j, \theta_{\ell})| \rightarrow \infty \quad (C12)$$

Således er det kun på diskretisert form det har mening å uttrykke $\eta(x, y, t)$ på spektral form.

Størrelsen $\bar{\eta}^2$ er definert ved

$$\bar{\eta}^2 \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{T, L_x, L_y \rightarrow \infty} \frac{1}{TL_x L_y} \int_0^T \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \eta^2(x, y, t) dy dx dt \quad (\text{C13})$$

Det kan da vises med utgangspunkt i likn. (C8) samt ved å benytte likn. (C11)

$$\bar{\eta}^2 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta) d\omega d\theta \quad (\text{C14})$$

Slik at

$$\bar{E} = \rho g \bar{\eta}^2 \quad (\text{C15})$$

Autokorrelasjonsfunksjonen til overflatens posisjon,

$R_\eta(\tau)$, defineres ved :

$$R_\eta(\tau) \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \eta(t) \eta(t+\tau) dt \quad (\text{C16})$$

hvor $\eta(t)$ er lik $\eta(x, y, t)$ målt i vilkårlig punkt, f.eks. $x = y = 0$. På samme måte kan det nå vises :

$$R_\eta(\tau) = \int_0^\infty S(\omega) \cos \omega \tau d\omega \quad (\text{C17})$$

Altså er $R_\eta(\tau)$ fourier cosinus-transformen til $S(\omega)$. Derav følger at eventuelt kan $S(\omega)$ finnes når $R_\eta(\tau)$ er kjent :

$$S(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R_\eta(\tau) \cos \omega \tau d\tau \quad (\text{C18})$$

C3 - Bølgespekterparametre

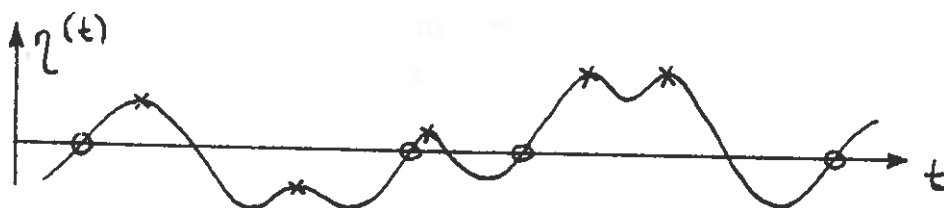
Definerer j 'te ordens moment, m_j , og spektrumsbreddeparameteren, ϵ :

$$m_j \stackrel{\text{def}}{=} \int_0^{\infty} \omega^j S(\omega) d\omega \quad (\text{C19})$$

$$\epsilon \stackrel{\text{def}}{=} 1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4} \quad (\text{C20})$$

Bredt spekter : $m_0 m_4 \gg m_2^2$ gir $\epsilon \rightarrow 1$

Regulære bølger: $m_0 = m_2 = m_4$ gir $\epsilon = 0$



x - bølgetopper

0 - nulloppekrysning

ω_z - nulloppekrysningsfrekvens

ω_c - bølgetoppfrekvens

$$\omega_c > \omega_z \quad (\text{C21})$$

I praksis viser det seg:

$$\omega_z \approx \omega_{02} \quad (\text{C22})$$

$$\omega_c \approx \omega_{24} \quad (\text{C23})$$

hvor

$$\omega_{02}^2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_2}{m_0} \quad (\text{C24})$$

$$\omega_{24}^2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{m_4}{m_2} \quad (\text{C25})$$

C4 - Registrering av energispekteret

Ved hjelp av bøye og akselerometer (Waverider) foregår det for tiden registrering av bølgene på fire steder langs kysten - Utsira, Halten, Hekkingen og Tromsøflaket.

I tillegg kommersiell bølgerregistrering foretatt fra fyrstårn.

Med Waverider registreres overflatens posisjon over en periode, t_{reg} , på ca 20 min. (1024 sek.) hver tredje time. Registreringen gjøres om til en diskretisert sampling med samplingsintervall, Δt , på 0.5 sek. Spekteret finnes ved å anta at forløpet gjentar seg med en periode på t_{reg} . Dette gir et diskretisert spekter (råspekter) med

$$\Delta v = \frac{1}{t_{reg}} \quad (C26)$$

Båndbredden til spekteret har sammenheng med Δt , samplingsintervallet, og er gitt av den såkalte Nyquistfrekvensen:

$$v_c = \frac{1}{2\Delta t} \quad (C27)$$

Antall punkter i tidsplan: n_t

Antall punkter i frekvensplan: n_v

$$n_v = \frac{v_c}{\Delta v} = \frac{t_{reg}}{2\Delta t} = \frac{1}{2} n_t \quad (C28)$$

Vanligvis foretaes en glatting av råspekteret før resultatet presenteres. Det er gjerne vanlig å glatte over 8 og 8 punkter. I praksis vil en da ha:

$$\Delta v = \frac{1}{1024} \text{ Hz} \approx 10^{-3} \text{ Hz}$$

$$v_c = 1 \text{ Hz}$$

$$n_v = 1024$$

$$\Delta v_g = 8\Delta v = 0.78 \cdot 10^{-2} \text{ Hz}$$

$$n_{v,g} = 128$$

Fra den diskretiserte registreringen i tidsplan skal det numerisk beregnes et diskretisert spekter. Dette kan gjøres på forskjellige måter:

1. Fullstendig Fouriertransform (FT).
2. Gå veien om autokorrelasjonsfunksjonen, $R_\eta(t)$, slik som antydnet i likning (C18).
3. Bruk av såkalt Hurtig Fouriertransform (FFT). Denne metoden er numerisk sett langt den raskeste. En forutsetning for å benytte metoden er at registreringen

er gitt i 2^n punkter. FFT benyttes i forbindelse med registreringene fra Waverider. I den forbindelse er det utviklet et såkalt NEPTUN-program.

Det bør presiseres at et spektralestimat slik det f.eks. regnes ut ved hjelp av NEPTUN-programmet har knyttet til seg en usikkerhet. Således må det oppgis et konfidensintervall sammen med spektralestimatet. Som en fingerregel kan en regne at spektralestimatet er χ_k^2 -fordelt hvor k (antall frihetsgrader) er to ganger antall frekvenspunkter det glattes over. Der hvor energispekteret har skarpe toppe vil k være mindre. Ved gitt t_{reg} vil avtagende Δv_g (større oppløsning i frekvensplan) gi økende usikkerhet i hvert enkelt spektralestimat. Ved gitt Δv_g må t_{reg} øke for at usikkerheten i spektralestimatet skal avta.

C5 - Analytiske uttrykk for energispekteret

En rekke forsøk er gjort på å framskaffe analytiske uttrykk for energispekteret ut fra fysikalske modeller samt de erfaringer en har med bølgerregistrering. Vanlige parametre i slike spektra er H_s (signifikant bølgehøyde - jmf. avsn. (5) og T_z . En annen parameter som også ofte benyttes er vindhastigheten, u_{10} .

De spektra som framkommer har alle sine begrensninger. En bør derfor studere forutsetningene som ligger til grunn for hvert enkelt spekter før en velger et egnet spekter. Et velegnet spekter i Nordsjøen burde være det såkalte JONSWAP - spekteret (JONSWAP - Joint North Sea Wave Project). Det såkalte Pierson-Moscowitz spekteret er et spesialtilfelle av JONSWAP-spekteret.

C6 - Bølgehøydestatistikk

Med bølgehøyden, H , menes høydeforskjellen mellom minimalpunkt og påfølgende maksimalpunkt i sjøoverflatens posisjon, $\eta(t)$. Til dimensjonerende formål benyttes gjerne fordelingen av bølgehøyder. En skiller da mellom

- * Korttidsstatistikk
- * Fordeling av sjøtilstander
- * Langtidsstatistikk.

Korttidsstatistikk

Vanlige sjøtilstander har $\epsilon = 0.4 - 0.5$ (jmf. likn. (C20)). Det kan da vises at H med god tilnærmelse følger Rayleighfordeling.

$$F(H) = 1 - \exp\left(\frac{-H^2}{8m_0}\right) \quad (C29)$$

Signifikant bølgehøyde, H_s , er definert ved

$$H_s \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\int_a^\infty Hf(H)dH}{\int_a^\infty f(H)dH} \quad (C30)$$

hvor

$$\int_a^\infty f(H)dH = 1/3 \quad (C31)$$

Med Rayleighfordeling kan det vises

$$H_s = 4.0043 \sqrt{m_0} \approx 4\sqrt{m_0} \quad (C32)$$

$$F(H) = 1 - \exp\left(-2\left(\frac{H}{H_s}\right)^2\right) \quad (C33)$$

$$\bar{E} = \frac{1}{16} \rho g H_s^2 \quad (C34)$$

Forøvrig - når det gjelder sammenheng mellom de forskjellige typer bølgestatistikk er dette vist i en egen oversiktstabell.

C7 - Energipotensialet i havbølger

Effekttransporten i regulære, plane bølger er gitt ved:

$$K = \frac{1}{4} \frac{\rho g^2 f(kh)}{\omega} |\hat{n}|^2 \quad (C35)$$

Tilsvarende får vi for effekttransporten i irregulære bølger langs retningen θ_0 :

	KORTTIDSSTATISTIKK	SJØTILSTANDER	LANGTIDSSTATISTIKK
Uavhengig variabel	H	H_s	H
Parameter	H_s	H_c, γ event. H_0	H_c, γ
Tidsskala	~ time	~ år	~ år
Type fordeling	Rayleighfordeling $F_x(H) = 1 - \exp\{-2(H/H_s)^2\}$	Weibullfordeling $F(H_s) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{H_s - H_0}{H_c - H_0}\right)^\gamma\right\}$	Weibullfordeling $F_L(H) = \int_0^H f(H_s) dH_s$ $F_L(H) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{H}{C}\right)^D\right\}$ $C = C(\gamma); D = D(\gamma)$
Anvendelser	Bestemme H_s	Bestemme H_c, γ, H_0 Dimensjonering (f.eks. varighet av sjøtilstander)	Dimensjonering (f.eks. 100 års - bølge)

$$K(\theta_0) = \frac{1}{2} \rho g^2 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{S(\omega, \theta)}{\omega} f(kh) \cos(\theta - \theta_0) d\theta d\omega \quad (C36)$$

Dersom sjøtilstanden er slik at bølgene kommer inn fra kun en retning, θ_i , kan det uttrykkes ved

$$S(\omega, \theta) = S(\omega) \delta(\theta - \theta_i) \quad (C37)$$

I dette tilfellet får en

$$K(\theta_0) = \frac{1}{2} \rho g^2 \cos(\theta_i - \theta_0) \int_0^{\infty} \frac{S(\omega)}{\omega} f(kh) d\omega \quad (C38)$$

På dypt vann går dette over til (jmf. likn. (C19)):

$$K(\theta_0) = \frac{1}{2} \rho g^2 m_{-1} \cos(\theta_i - \theta_0) \quad (C39)$$

Figur C1 og C2 viser energitransporten beregnet ut fra kjennskap til $S(\omega)$ (basert på registreringer fra Waverider og bruk av NEPTUN-programmet.).

Figur C3 viser effekttransporten langs Norskekysten basert på visuelt observerte bølgedata fra fyrårn. Beregningene indikerer en midlere effekttransport i størrelsesorden 20 kW/m inn mot Norskekysten. Dette tilsvarer en energi-transport på 0.2 GWh/m pr. år.

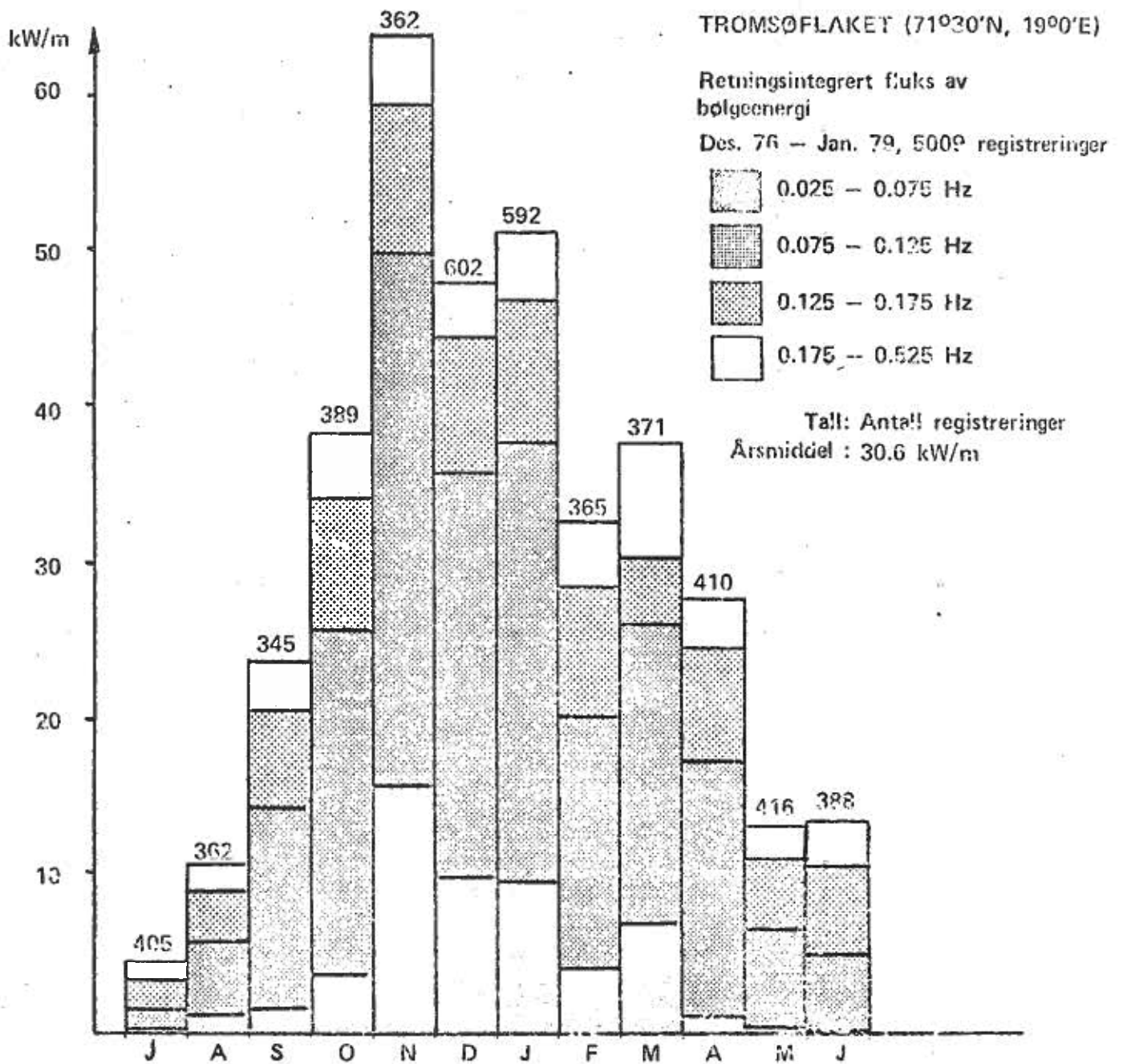


Fig. C2 - Samme referanse som fig. C1.

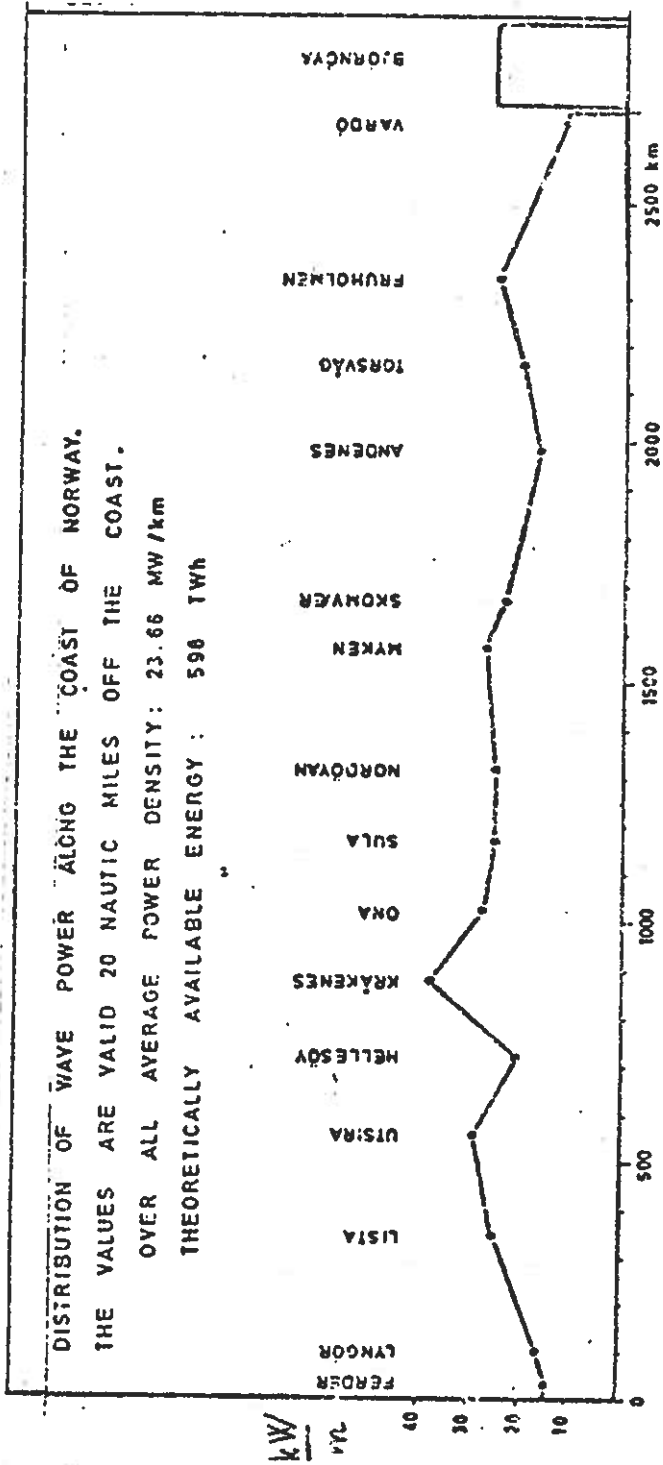


Fig. C3 - Hentet fra Sverre Gran - "Estimates of wave power at the coast of Norway." DnV-rapport 77-570.

D. VEKSELVERKNAD MELLOM EI BØLGJE OG EIN SVINGANDE KROPP

Hittil har me sett på eigenskapar ved bølgefôrplanting men ikkje sett på korleis bølger blir sett opp.

Sagt på ein annan måte, har me sett på grenseflater som berre er i ro. No skal me sjå på korleis svingande grenseflater kan setja opp ei bølge i vaska. Grensevilkåret (B30)

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial n} = \hat{u}_n \quad (D1)$$

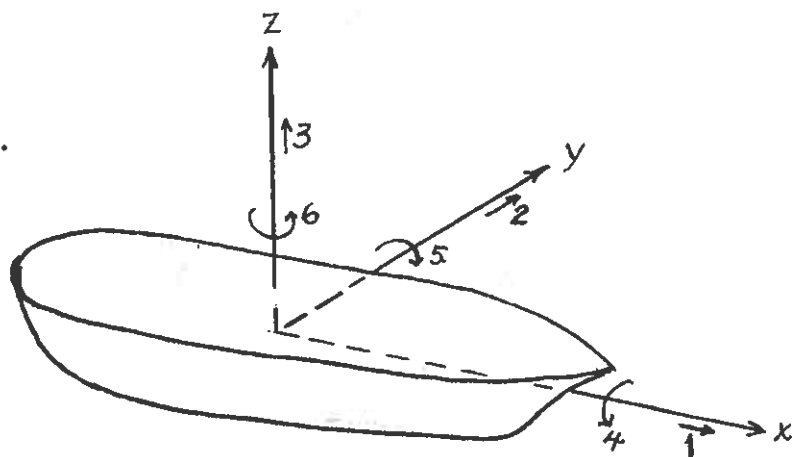
har me hittil berre brukt for grenseflater som er i ro ($u_n = 0$).

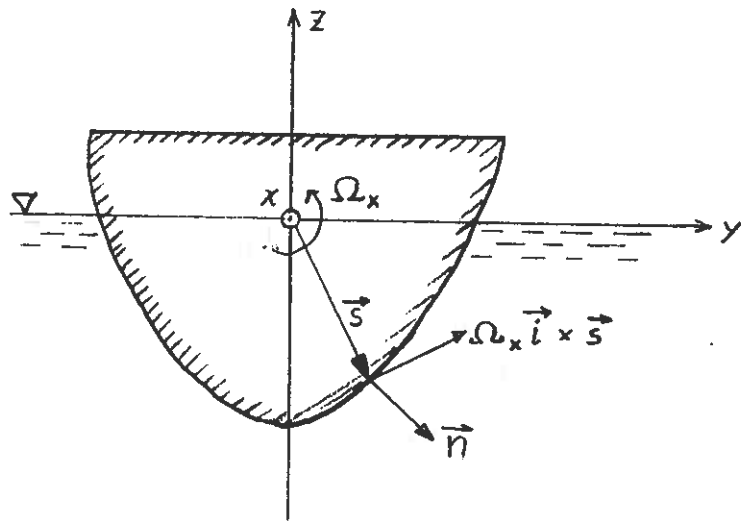
Me skal også sjå på dei kreftene som ei bølge påverkar grenseflata med. Vidare skal me sjå på ein samanheng mellom slike bølgekrefter og strålingsresistansen.

Svingemodi for ein fast kropp.

Ein fast kropp kan svinga på seks ulike måtar, eller som me seier i seks ulike svingemodi. Av dette er det tre translasjonsmodi og tre rotasjonsmodi.

Me ser på ein skipsliknande kropp, med x-aksen valt langs lengderetninga av kroppen. Vidare har me lagt den vertikale z-aksen gjennom tyngdepunktet av kroppen.





Dei seks svingemodiane har då namn som vist i tabellen under

Modus nr.	Rørsleform	Namn	
		norsk	engelsk
1	Translasjon i x-retning	jaging	surge
2	" " y- "	slingring	sway
3	" " z- "	hiving	heave
4	Rotasjon om x-aksen	rulling	roll
5	" " y- "	stamping	pitch
6	" " z- "	giring	yaw

For kroppar som ikkje er langstrekke som eit skip kan det koma på det same med namna jaging og slingring og med rulling og stamping.

Me skal sjå korleis me kan formulera grensevilkåret (D1) spesielt for dei ulike modiane. La oss fyrst sjå på translasjon, t.d. hivmodusen. D.v.s. la

$$\vec{u} = u_2 \vec{k} = u_3 \vec{k}. \quad (D2)$$

Då er normalkomponenten av farten

$$u_n = u_3 n_3 \quad (D3)$$

der

$$n_3 = \cos(n, z) \quad (D4)$$

Her er (n, z) vinkelen mellom flatenormalen \vec{n} og z-aksen. Me reknar framleis med så små utsving at me kan bruka lineær teori. Den genererte bølga vil då vera proporsjonal med \hat{u}_3 . Me skriv då fartpotensialet

$$\hat{\phi} = \varphi_3 \hat{u}_3 \quad (D5)$$

Grensevilkåret (D1) gjev då

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = u_n = u_3 n_3 \quad (D6)$$

eller

$$\frac{\partial \varphi_3}{\partial n} = n_3 \quad (D7)$$

Tilsvarende blir det for dei to andre translasjonsmodiane.

La oss no sjå på ein rotasjonsmodus, t.d. rullemodusen. Den er karakterisert ved ein vinkelfart med kompleks amplitude

$$\hat{\Omega}_x = \hat{u}_4. \quad (D8)$$

Eit flateelement i posisjonen \vec{s} har då farten

$$\vec{u} = \vec{\Omega}_x \times \vec{s} = \vec{u}_4 \times \vec{s}. \quad (D9)$$

Den genererte bølga har eit fartpotensial

$$\hat{\phi} = \varphi_4 \hat{u}_4 \quad (D10)$$

(i lineær teori). Grensevilkåret (D1) blir no

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial n} = \frac{\partial \varphi_4}{\partial n} \hat{u}_4 = \hat{u} \cdot \vec{n} = (\hat{u}_4 \times \vec{s}) \cdot \vec{n} = (\vec{s} \times \vec{n}) \cdot \hat{u}_4 =$$

$$= (\vec{s} \times \vec{n})_x \hat{u}_4 = (yn_z - zn_y) \hat{u}_4 \quad (D11)$$

eller

$$\frac{\partial \varphi_4}{\partial n} = (\vec{s} \times \vec{n})_x = yn_z - zn_y = y \cos(n, z) - z \cos(n, y) \quad (D12)$$

Innfører me

$$n_4 = (\vec{s} \times \vec{n})_x \quad (D13)$$

får me

$$\frac{\partial \varphi_4}{\partial n} = n_4 \quad (D14)$$

Tilsvarende gjeld for dei to andre rotasjonsmodiane.

Me har såleis definert ein generalisert fartvektor med seks komponentar

$$(u_1, u_2, u_3, u_4, u_5, u_6) \quad (D15)$$

Merk at komponentane u_4 , u_5 og u_6 er vinkelfartar med eining rad/s. Vidare har me definert ein generalisert normalvektor med seks komponentar. Dei tre fyrste er

$$\vec{n} = (n_1, n_2, n_3) = n_1 \vec{i} + n_2 \vec{j} + n_3 \vec{k} \quad (D16)$$

og dei er dimensjonslause. Dei tre siste er

$$\vec{s} \times \vec{n} = (n_4, n_5, n_6) \quad (D17)$$

og dei har dimensjon av lengd med eining m.

Grensevilkår for svingemodus nr. q , der $q = 1, 2, \dots, 6$, er etter (D7) og (D14)

$$\frac{\partial \varphi_q}{\partial n} = n_q \quad \text{på } S \quad (D18)$$

der S er den svingande grenseflata. I lineær teori, som gjeld for små utsving, kan me gjera det matematisk enklare ved å rekna S som den middels grenseflata av den svingande kroppen. Ein annan måte å seia det på at S er den vatte overflata av kroppen. Den tørre delen av overflata som er over vatnet kjem ikkje direkte inn i noko grensevilkår.

I væska utanfor S gjev Laplace-likninga (B29) at

$$\nabla^2 \varphi_q = 0 \quad (D19)$$

Vidare gjeld (B31) på den frie overflata

$$\left[-\omega^2 \varphi_q + g \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_q) \right]_{z=0} = 0 \quad (D20)$$

og på sjøbotnen

$$\left. \frac{\partial \varphi_q}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \quad (D21)$$

Ved utstråling på ein uendeleg vid sjø må me dessutan krevja at φ_q skal oppfylla strålingsvilkåret om utgåande bølge i uendeleg avstand.

I lineær teori kan me bruka superposisjonsprinsippet. Når kroppen svingar i alle modiane samstundes, har den utstrålte (genererte) bølge eit fartpotensial

$$\hat{\phi} = \sum_{q=1}^6 \varphi_q \hat{u}_q \quad (D22)$$

Sjå også (D186) og etterfølgjande utleiing.

Hydrodynamisk kraft som verkar på kroppen.

For eit gjeve fartpotensial ϕ skal me finna uttrykk for kraft og moment som verkar på kroppen.

La oss fyrst sjå på ein kraftkomponent t.d. F_z .

Vertikal kraft på flateelementet dS er

$$p(-n_z)dS = -pn_3dS \quad (D23)$$

Vertikal kraft på heile kroppen

$$F_3 = F_z = -\iint_S p n_3 dS \quad (D24)$$

med kompleks amplitude etter
(B33)

$$\hat{F}_3 = \hat{F}_z = i\omega\rho\iint_S \hat{\phi} n_3 dS \quad (D25)$$

Tilsvarande gjeld for dei to andre kraftkomponentane.

Så ser me på kraftmomentet om x-aksen. Moment som verkar på flateelementet dS

$$dM_x = ydF_z - zdF_y = (-pn_{zy} + pn_{yz})dS \quad (D26)$$

$$M_x = -\iint_S p(yn_z - zn_y) dS \quad (D27)$$

Med bruk av (B33) og (D13) får me

$$= \hat{M}_x = i\omega\rho\iint_S \hat{\phi} n_4 dS \quad (D28)$$

Tilsvarande gjeld for dei andre komponentane M_y og M_z .

Me definerer ein generalisert kraftvektor med seks komponentar, der dei tre fyrste

$$(F_1, F_2, F_3) = (F_x, F_y, F_z) = \vec{F} \quad (D29)$$

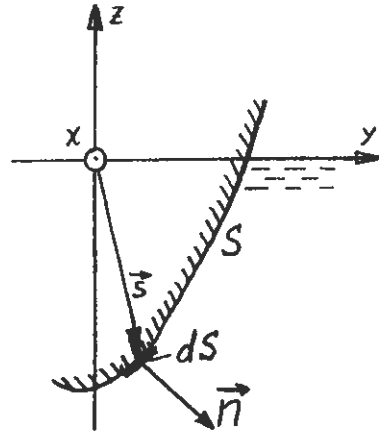
har eining N, og dei tre siste

$$(F_4, F_5, F_6) = (M_x, M_y, M_z) = \vec{M} \quad (D30)$$

har eining Nm.

For komponent nr. q der $q = 1, 2, \dots, 6$, har me altså

$$\hat{F}_q = -\iint_S \hat{p} n_q dS = i\omega\rho\iint_S \hat{\phi} n_q dS \quad (D31)$$



for eit vilkårleg gjeve potensial $\hat{\phi}$.

Denne formelen kan brukast til å finna ut t.d. dei kreftene som bølgiene påverkar ein stillestående kropp med.

Men no skal me fyrst sjå på dei kreftene som verkar når kroppen sjølv svingar og set opp ei bølge og såleis påverkar kroppen med bølgekrefter.

Strålingsimpedansen.

Når kroppen svingar i modus nr. q , med ein kompleks fartamplitude \hat{u}_q , blir det etter (D22) generert ei bølge med fartpotensial

$$\hat{\phi} = \varphi_q \hat{u}_q \quad (D32)$$

P.g.a. dette blir det sett opp ei reaksjonskraft på kroppen. Kraftkomponent nr. q er etter (D31)

$$\hat{F}_q = i\omega\rho \iint_S \hat{u}_q \varphi_q n_q dS \quad (D33)$$

Merk at \hat{u}_q (anten det er snakk om ein translasjonsfart eller ein vinkelfart for ein rotasjonsmodus) er konstant og kan setjast utanfor integralet. Altså kan me setja

$$\hat{F}_q = -Z_{qq} \hat{u}_q \quad (D34)$$

der me i samsvar med (A55) har innført strålingsimpedansen

$$Z_{qq} = -i\omega\rho \iint_S \varphi_q n_q dS \quad (D35)$$

Men generelt kan dei fem andre komponentane av den generaliserte kraftvektoren få tilskot frå den bølga som svingemodusen q genererer.

Den generelle kraftkomponenten er

$$\hat{F}_j = -Z_{jq} \hat{u}_q \quad (D36)$$

der

$$Z_{jq} = i\omega\rho \iint_S \varphi_q n_j dS \quad (D37)$$

$q = 1, 2, \dots, 6$ og $j = 1, 2, \dots, 6$.

Med bruk av grensevilkåret (D18) på den vätte overflata S av kroppen får me

$$Z_{jq} = -i\omega\rho \iint_S \varphi_q \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS \quad (D38)$$

Me ser at me kan definera ei strålingsimpedansmatrise Z_{jq} som me skal drøfta meir inngående seinare. M.a. skal me visa resiprositetssatsen som seier at

$$Z_{jq} = Z_{qj} \quad (D39)$$

Sjå også (D135b).

Energitolking av strålingsimpedansen.

Etter definisjonen er alle n_q for ein fast kropp reelle. Difor er etter grensevilkåret (D18)

$$\frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} = \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} = n_q \quad \text{på } S \quad (D40)$$

Då kan me setja strålingsimpedansen

$$Z_r = Z_{qq} = -i\omega\rho \iint_S \varphi_q \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} dS = -i\omega\rho \iint_S \varphi_q \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} dS \quad (D41)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} Z_r |\hat{u}_q|^2 &= + \frac{1}{2} \iint_S (-i\omega\rho \varphi_q \hat{u}_q) \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} \hat{u}_q^* dS \\ &= + \iint_S \frac{1}{2} \hat{p} \hat{v}_n^* dS \end{aligned} \quad (D42)$$

Realdelen av dette er den effekten som blir levert til væska når kroppen svingar i modus nr. q . Imaginærdelen representerer den såkalla reaktive "effekten".

For strålingsresistansen $R_r = \text{Re}(Z_r)$ gjeld

$$\frac{1}{2} R_r |\hat{u}_q|^2 = \frac{1}{2} R_{qq} |\hat{u}_q|^2 = \text{Re} \left\{ \iint_S \frac{1}{2} \hat{p} \hat{v}_n^* dS \right\} = P_r \quad (\text{D43})$$

i samsvar med (A53). Merk at (D38) definerer strålingsimpedansen slik i forhold til den rom-uavhengige \hat{u}_q at den utstrålte effekten P_r er som uttrykt ved (D43).

Bølgjegenerator utan addert masse.

Me skal sjå på generering av ei harmonisk bølge

$$\hat{\eta} = \eta_0 e^{-ikx} \quad (\text{D44})$$

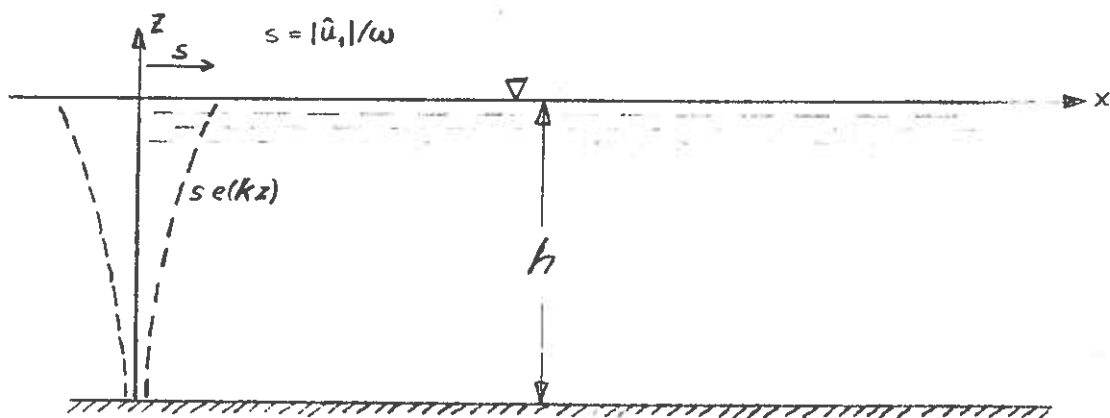
i ei bølgjerenne med vegger parallelle med x-aksen. Ei absorberande strand syter for at inga bølge er reflektert. Eventuelt kan me tenkja oss bølgjerenne uendeleg lang. Me går ut frå at bølga er plan, d.v.s. at ingen tverrsvingingar finst.

Det tilsvarande fartpotensialet er

$$\hat{\phi} = \frac{-g}{i\omega} \eta_0 e(kz) e^{-ikx} \quad (\text{D45})$$

Partikkelfarten har ein x-komponent

$$\hat{v}_x = \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x} = \frac{gk}{\omega} \eta_0 e(kz) e^{-ikx} \quad (\text{D46})$$



Me tenkjer oss ein ideell bølgegenerator forma som ei vertikal plate ved $x = 0$. Plata er bøyeleg og gjer små horisontale svingerørsler slik at farten er følgjande funksjon av djupna

$$\hat{u} = \hat{u}(z) = \hat{u}_1 e(kz) \quad (\text{D47})$$

der \hat{u}_1 er ein konstant.

Maksimalutsvinget er vist med stipla kurver i figuren. Merk at for $z = 0$ er $\hat{u} = \hat{u}_1$.

Grensevilkåret $\hat{v}_x = \hat{u}_x$ ved $x = 0$ kan me få oppfylt med den plane bølga (D46) og denne spesielle $\hat{u}(z)$ fordi u_x og v_x varierer med z på same måten. Grensevilkåret gjev

$$\hat{u}_1 e(kz) = \hat{u}_x = \hat{v}_x \Big|_{x=0} = \frac{gk}{\omega} \eta_0 e(kz) e^{-i0} \quad (\text{D48})$$

Me må altså ha

$$\eta_0 = \frac{\omega}{gk} \hat{u}_1 \quad (\text{D49})$$

$$\hat{\eta} = \frac{\omega}{gk} \hat{u}_1 e^{ikx} \quad (\text{D50})$$

$$\hat{\phi} = \frac{-1}{ik} \hat{u}_1 e(kz) e^{-ikx} = \varphi_1 \hat{u}_1 \quad (\text{D51})$$

$$\varphi_1 = \frac{-1}{ik} e(kz) e^{-ikx} \quad (\text{D52})$$

Med denne spesielle bølgegeneratoren har me greidd å setja opp eit fjernfelt som gjeld heilt innåt bølgegeneratoren. Det er altså ikkje noko nærfelt i dette spesielle tilfellet.

Me skal så rekna ut strålingsimpedansen direkte. Det hydrodynamiske trykket er etter (B33)

$$\hat{p} = -i\omega\rho\hat{\phi} = \frac{\omega\rho}{k} \hat{u}_1 e(kz) e^{-ikx} \quad (\text{D53})$$

$$\hat{v}_x = \frac{\partial\hat{\phi}}{\partial x} = \hat{u}_1 e(kz) e^{-ikx} \quad (\text{D54})$$

På den bølgeggenererende plata $x = 0$ er

$$\frac{1}{2} \hat{p}\hat{v}_x^* = \frac{1}{2} \frac{\omega\rho}{k} e^{2(kz)} |\hat{u}|^2 \quad (\text{D56})$$

Merk at dette er reellt. Her er altså ingen reaktiv effekt. Effekten som bølgeggeneratoren leverer, finn me ved å integrera over den svingande plata

$$\iint_S \frac{1}{2} \hat{p}\hat{v}_x^* dS = \frac{1}{2} |\hat{u}_1|^2 \frac{\omega\rho}{k} \int_{-h}^0 e^{2(kz)} dz \cdot d$$

der d er breidda av bølgerenna og bølgeggeneratoren. Strålingsimpedansen blir etter (D42)

$$Z_{11} = \frac{\omega\rho}{k} \int_{-h}^0 e^{2(kz)} dz \cdot d \quad (\text{D58})$$

Med bruk av (B73) finn me

$$Z_{11} = \frac{\omega\rho d}{2k^2} f(kh) \quad (\text{D59})$$

Merk at

$$Z_{11} = R_{11} + i\omega m_{11} \quad (\text{D60})$$

er reint reell. Altså er den adderte massen null for denne bølgeggeneratoren

$$Z_{11} = R_{11} = \frac{\omega\rho f(kh)d}{2k^2} \quad (\text{D61})$$

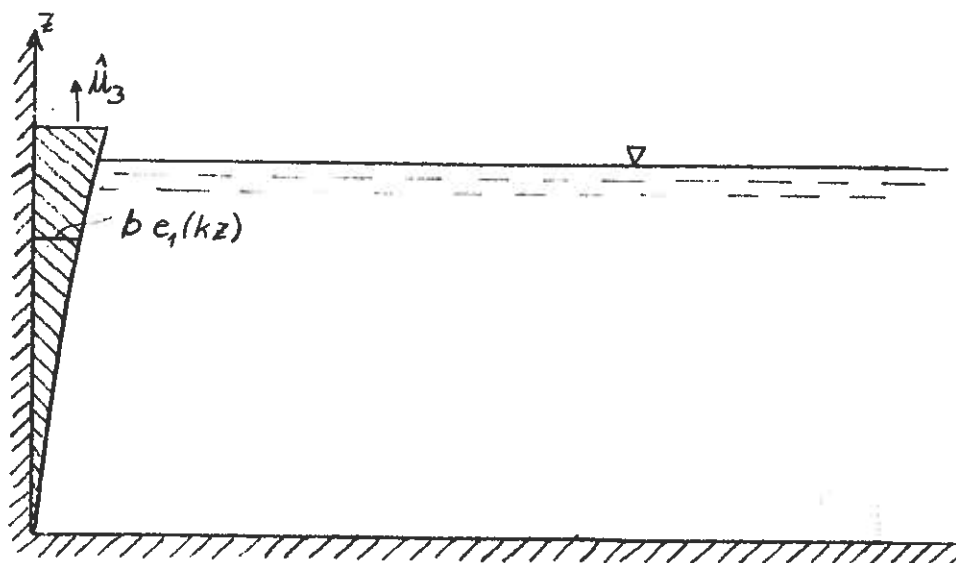
Den utstrålte effekten blir

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{1}{2} R_{11} |u_1|^2 = \frac{\omega\rho f(kh)d}{2 \cdot 2 \cdot k^2} |u_1|^2 \\ &= \left| \frac{\omega\hat{u}_1}{gk} \right|^2 \frac{\rho g^2 f(kh)d}{4\omega} = \frac{\rho g^2 f(kh)d}{4\omega} |\hat{\eta}|^2 = Kd \quad (\text{D62}) \end{aligned}$$

i samsvar med (B75).

Merk at denne bølgeggeneratoren er fri for addert masse berre ved ein frekvens, nemleg berre den frekvensen som gir ein k og dermed $e(kz)$ som passar til den konstruerte bølgeggeneratoren.

Me kan bruka dei funne resultatata for å finna strålingsimpedansen til ein bølgegengenerator som arbeider i hivmodusen. Kroppen er plan og vertikal på venstre sida. På høgre sida er han avgrensa av flata $x = be_1(kz)$ der b er så liten at det i samsvar med lineær teori kan seiast at denne flata går opp og ned ved $x \approx 0$. D.v.s. b er liten av same orden som bølglengdsvinget $\eta \ll \lambda$



Me viser nedanfor at funksjonen $e_1(kz)$ skal vera

$$e_1(kz) = \frac{\sinh(kz+kh)}{\cosh(kh)} \quad (D63)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = b \frac{de_1(kz)}{dz} \quad (D64)$$

Då b er liten av 1. orden, kan me setja $\alpha \approx be_1'(kz)$

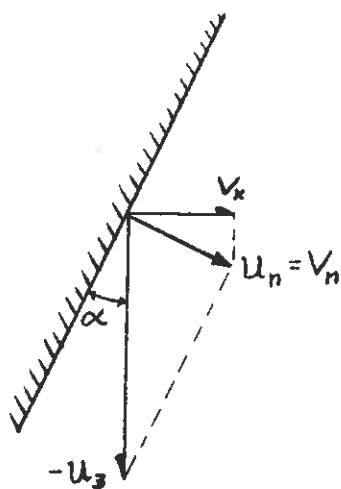
$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial n} &= \hat{v}_n = \hat{u}_3 n_3 = \hat{u}_3 \cos(n, z) = \\ &= -\hat{u}_3 \sin \alpha = -\hat{u}_3 \alpha \end{aligned} \quad (D65)$$

På S :

$$\hat{v}_x = \hat{v}_n \cos \alpha \approx \hat{v}_n = \hat{u}_3 n_3 = -\hat{u}_3 \alpha \quad (D66)$$

På $x = 0$:

$$v_x \Big|_{x=0} \approx -u_3 \alpha \approx -u_3 b \frac{de_1}{dz} \quad (D67)$$



Skal få dette til å passa med løysing der

$$v_x \propto e(kz)e^{-ikx} \quad (D68)$$

For å få dette til må me velja t.d.

$$e_1(kz) = \frac{\sinh(kz+kh)}{\cosh(kh)}$$

slik at

$$\frac{de_1}{dz} = ke(kz) = k \frac{\cosh(kz+kh)}{\cosh(kh)}$$

$$v_x \Big|_{x=0} \approx -\hat{u}_3 b k e(kz)$$

Altså må $v_x = -\hat{u}_3 b k e(kz) e^{-ikx}$

I formlane framanfor må me då byta ut \hat{u}_1 med $-\hat{u}_3 b k$.

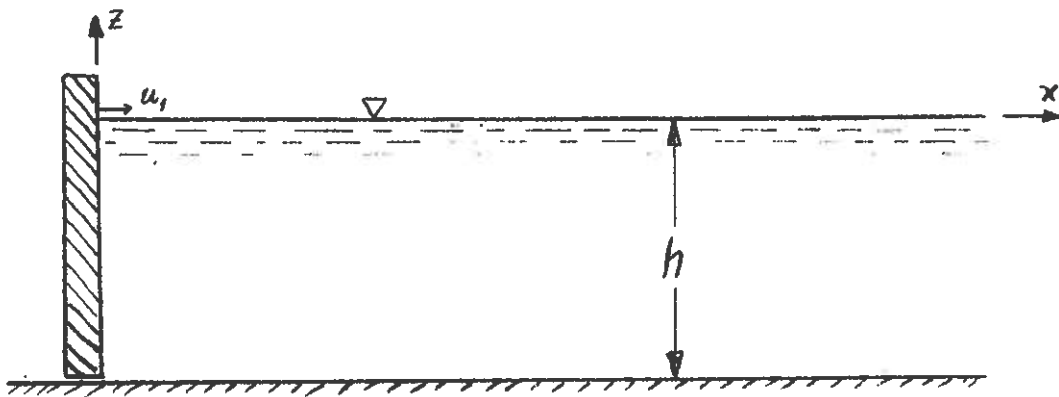
Den utstrålte effekten blir

$$\iint \frac{1}{2} \hat{p} \hat{v}^* d_1 S = \frac{d}{2} |b k \hat{u}_3|^2 \frac{\omega \rho}{k} \int_{-h}^0 e^2(kz) dz \quad (D69)$$

$$Z_{33} = \frac{\omega \rho b^2 d}{2} f(kh) \quad (D70)$$

Merk at denne er reell. Den adderte massen m_{33} er null.

Bølgjegererering med ei svingande vertikal plate.



Ei vertikal plate, som er sett i tvungne horisontale svingerørsler, genererer ei bølge som forplantar seg ut frå planet $x = 0$. Som ei generalisering av (D47) går me ut frå at den horisontale farten har ein kompleks amplitude

$$\hat{u}_x = \hat{u}(z) = \hat{u}_1 c(z) \quad (D71)$$

For ei stiv plate i rein jagemodus er funksjonen $c(z) \equiv 1$. Set me $c(z) = e(kz)$ får me spesialtilfellet som er undersøkt i det førre avsnittet. Er plata bøyeleg og det er ordna slik at fasen til svingerørsla varierer med djupna $-z$, blir funksjonen c kompleks. Me har difor ført inn funksjonen $c(z)$ for å få meir generelle resultat enn om me berre set $\hat{u}_x = \hat{u}_1$.

Med å bruka separasjonsmetoden på Laplacelikninga finn me at

$$\hat{\phi} = \sum_{n=0}^{\infty} X_n(x) Z_n(z) \quad (D72)$$

der $X_n(x)$ oppfyller (B54)

$$X_n'' = -\lambda_n X_n \quad (D73)$$

og $Z_n(z)$ oppfyller (B35)

$$Z_n'' = \lambda_n Z_n \quad (D74)$$

Det kan visast at alle λ_n er reelle, at med

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \lambda_2 > \dots \quad (D75)$$

er berre $\lambda_0 > 0$, medan $\lambda_n < 0$ for $n > 0$. Jfr. oppgåve B4. Me skriv då

$$\lambda_0 = k^2 \quad \text{og} \quad \lambda_n = -m_n^2 \quad \text{for} \quad n > 0 \quad (D76)$$

Med

$$X_0(x) = A_0 e^{-ikx} \quad \text{og} \quad (D77)$$

$$X_n(x) = A_n e^{-m_n x} \quad \text{for } n > 0 \quad (\text{D78})$$

er strålingsvilkåret for $x \rightarrow \infty$ oppfylt. Her er alle A_n førebels ukjende konstantar.

Med løysinga

$$Z_0(z) = \frac{2 \cosh(kz+kh)}{\sqrt{(1/k)\sinh(2kh)+2h}} = \sqrt{\frac{2k}{f(kh)}} e(kz) \quad (\text{D79})$$

$$Z_n(z) = \frac{2 \cos(m_n z + m_n h)}{\sqrt{(1/m_n)\sin(2m_n h)+2h}} \quad (\text{D80})$$

er grensevilkåra ved sjøbotnen $z = -h$ og ved den frie overflata $z = 0$ oppfylte dersom k er ei løysing av dispersjonslikninga (B44)

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (\text{D81})$$

og m_n ei løysing av

$$\omega^2 = -gm_n \tan(m_n h) \quad (\text{D82})$$

Vidare kan det visast at funksjonssettet $\{Z_n(z)\}$ er normalisert og ortogonalt. Jfr. oppg. B4. D.v.s. for $n, l = 0, 1, 2, 3, \dots$ gjeld

$$\int_{-h}^0 Z_l^*(z) Z_n(z) dz = \delta_{nl} = \begin{cases} 1 & \text{for } l = n \\ 0 & \text{for } l \neq n \end{cases} \quad (\text{D83})$$

Med innsetjing av (D77) og (D78) i (D72) får me fart-potensialet

$$\hat{\phi} = \sum_{n=0}^{\infty} X_n(x) Z_n(z) = A_0 e^{-ikx} Z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-m_n x} Z_n(z) \quad (\text{D84})$$

For å bestemma dei ukjende konstantane A_n , bruker me grensevilkåret ved $x = 0$

$$\hat{u} = \hat{u}(z) = \left. \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial x} \right|_{x=0} = \sum_{n=0}^{\infty} X_n'(0) Z_n(z) \quad (\text{D85})$$

Me multipliserer med $Z_1^*(z)$, integrerer frå $z = -h$ til $z = 0$ og bruker ortogonalitetsvilkåret (D83). Det gjev

$$\int_{-h}^0 \hat{u}(z) Z_1^*(z) dz = \sum_{n=0}^{\infty} X_n'(0) \int_{-h}^0 Z_1^*(z) Z_n(z) dz = X_1'(0)$$

D.v.s.

$$X_n'(0) = \int_{-h}^0 \hat{u}(z) Z_n^*(z) dz$$

Etter (D77) og (D78) har me

$$X_0'(0) = -ikA_0 \quad X_n'(0) = -m_n A_n \quad \text{for } n > 0 \quad (\text{D88})$$

Med bruk av (D71) får me

$$A_n = a_n \hat{u}_1 \quad (\text{D89})$$

der

$$a_0 = \frac{-1}{ik} \int_{-h}^0 c(z) Z_0^*(z) dz \quad (\text{D90})$$

$$a_n = \frac{-1}{m_n} \int_{-h}^0 c(z) Z_n^*(z) dz \quad \text{for } n > 0 \quad (\text{D91})$$

Altså

$$\hat{\phi} = \varphi_1 \hat{u}_1 \quad (\text{D92})$$

der

$$\varphi_1 = a_0 Z_0(z) e^{-ikx} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n Z_n(z) e^{-m_n x} \quad (\text{D93})$$

Fyrste leddet står for fjernfeltet og det siste leddet for nærfeltet.

Strålingsimpedansen blir etter (D41)

$$Z_{11} = -i\omega\mu d \int_{-h}^0 \left[\varphi_1 \frac{\partial \varphi_1^*}{\partial x} \right]_{x=0} dx \quad (\text{D94})$$

der d er breidda av bølgegeneratoren og renna. Strålings-

impedansen i forhold til breidda blir

$$\begin{aligned} Z'_{11} &= Z_{11}/d = -i\omega\rho \int_{-h}^0 \{a_0 Z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n Z_n(z)\} c^*(z) dz \\ &= -i\omega\rho \{a_0 i k a_0^* + \sum_{n=1}^{\infty} a_n (-m_n) a_n^*\} \end{aligned}$$

der me har brukt (D91) og (D92).

Altså

$$Z'_{11} = Z_{11}/d = \omega k \rho |a_0|^2 + i\omega\rho \sum_{n=1}^{\infty} m_n |a_n|^2 \quad (\text{D96})$$

Strålingsresistansen blir

$$R_{11} = \text{Re}(Z_{11}) = \omega k \rho |a_0|^2 d \quad (\text{D97})$$

Den adderte massen blir

$$m_{11} = \frac{1}{\omega} \text{Im}(Z_{11}) = \rho \sum_{n=1}^{\infty} m_n |a_n|^2 \quad (\text{D98})$$

Då alle m_n er positive ser me at alle tilskot til strålingsreaktansen er positive. Me ser at strålingsresistansen er knytt til "fjernfeltet" (leddet med $a_0 e^{-ikx}$) medan strålingsreaktansen og dermed den adderte massen er knytt til "nærfeltet" (ledda med $a_n e^{-m_n x}$).

Før me diskuterer effekttransporten reknar me ut integralet

$$\begin{aligned} K(x) &= \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \hat{p} \hat{v}_x^* dz = -\frac{1}{2} i\omega\rho \int_{-h}^0 \hat{\phi} \frac{\partial \hat{\phi}^*}{\partial x} dz \quad (\text{D99}) \\ &= -\frac{1}{2} i\omega\rho \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} X_n(x) X_l^*(x) \int_{-h}^0 Z_n Z_l^* dz \\ &= -\frac{1}{2} i\omega\rho \sum_{n=0}^{\infty} X_n(x) X_n^*(x) \end{aligned}$$

der me har brukt (D84) og (D83). Med bruk av (D88) og (D99) får me

$$K(x) = \left(\frac{1}{2} \omega k \rho |a_0|^2 + \frac{1}{2} i \omega \rho \sum_{n=1}^{\infty} m_n |a_n|^2 e^{-2m_n x} \right) |\hat{u}_1|^2 \quad (D100)$$

Me ser at p.g.a. ortogonalitetsvilkåret (D83) får me i produktet ikkje noko kryssledd frå ulike modi.

Effekttransporten pr. lengdeining av bølgefrenten er

$$K = \text{Re}\{K(x)\} = \frac{1}{2} \omega k \rho |a_0|^2 |\hat{u}_1|^2 \quad (D101)$$

Me ser at det dessutan er ein reaktiv effekt $\text{Im}\{K(x)\}$ som eksisterer berre i nærfeltet. Den aktive effekttransporten K i ei plan bølge i ei ideell (tapstri) væske er sjølvstgt uavhengig av x . Me ser også at den utstrålte effekten - i samsvar med (A53) er

$$\frac{1}{2} R_{11} |\hat{u}_1|^2 = P_r = Kd = \text{Re}\{K(x)\}d = K(\infty)d \quad (D102)$$

Tilsvarande kan strålingsimpedansen Z_{11} uttrykkjast ved

$$\frac{1}{2} Z_{11} |\hat{u}_1|^2 = K(0)d \quad (D103)$$

i samsvar med (D42).

Spesialtilfelle:

$$c(z) = e(kz) \quad (D104)$$

(Dette har me undersøkt direkte før).

Av (D90) og (D79) får me at

$$a_0 = \frac{-1}{ik} \sqrt{\frac{f(kh)}{2k}}$$

og av (D83) at $a_n = 0$ for $n > 0$. Av (D98) får me då

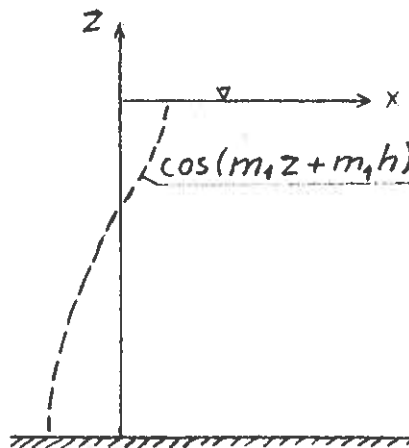
$$m_{11} = 0 \quad (D106)$$

i samsvar med tidlegare resultat. Av (D97) får me

$$R_{11} = \omega k \rho \frac{f(kh)}{2k^3} d = \frac{\omega \rho f(kh) d}{2k^2} \quad (D107)$$

i samsvar med (D61).

Dersom me derimot vel $c(z) = \cos(m_1 z + m_1 h)$ får me berre ein svinmodus og inga progressiv bølge. Me har altså lært oss korleis me kan plaska i vatnet slik at det berre blir plask og inga bølge! Dette er noko som kan vera nyttig dersom ein svingande kropp i sjøen ikkje skal generera uynskte bølger. Jfr. R. Meir, The development of the oscillating water column, pp. 35 - 42, Proc. Wave Energy Conference, Heathrow Hotel, London, 22 - 23 Nov. 1978.



Greens setning.

For to vilkårlege funksjonar φ_i og φ_j som begge oppfyller Helmholtz-likninga

$$\nabla^2 \varphi + \beta^2 \varphi = 0 \quad (\text{D108})$$

i eit visst volum, gjeld Greens setning

$$\oint \left(\varphi_i \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} - \varphi_j \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (\text{D109})$$

der integrasjonen går over den lukka flata som avgrensar rommet. Spesielt gjeld Greens setning om φ_i og φ_j oppfyller Laplace-likninga, d.v.s. om $\beta = 0$.

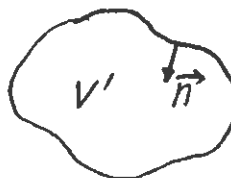
[Dette resultatet følgjer av Greens setning

$$\iiint_{V'} \nabla \cdot \vec{A} = - \oint A_n dS$$

med

$$\vec{A} = \varphi_i \nabla \varphi_j - \varphi_j \nabla \varphi_i$$

$$\nabla \cdot \vec{A} = \nabla \varphi_i \nabla \varphi_j + \varphi_i \nabla^2 \varphi_j - \nabla \varphi_j \nabla \varphi_i - \varphi_j \nabla^2 \varphi_i$$



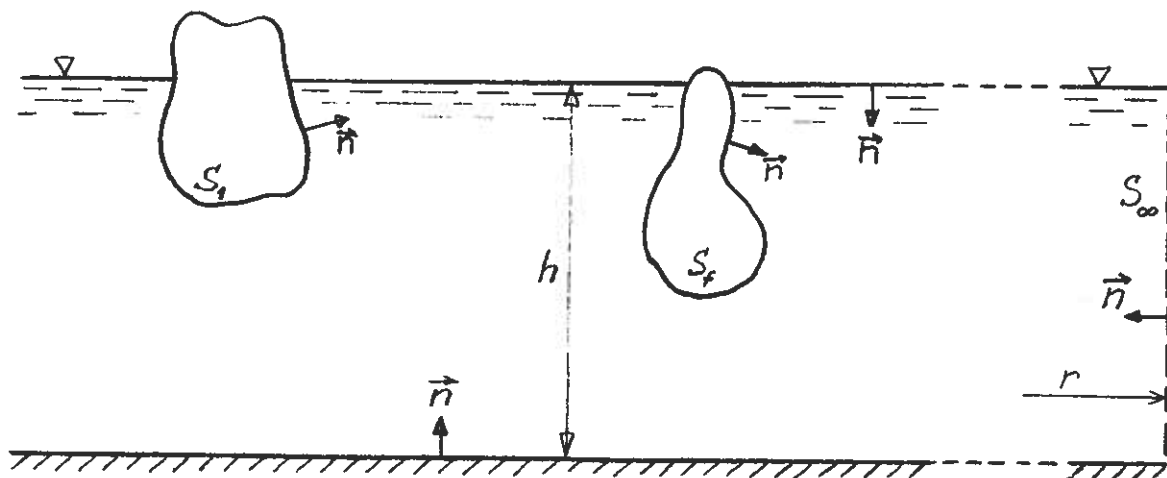
$$\begin{aligned}
 &= \varphi_i \nabla^2 \varphi_j - \varphi_j \nabla^2 \varphi_i \\
 &= \varphi_i (-\beta^2 \varphi_j) - \varphi_j (-\beta^2 \varphi_i) = 0
 \end{aligned}$$

og

$$A_n = \varphi_i \nabla_n \varphi_j - \varphi_j \nabla_n \varphi_i = \varphi_i \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} - \varphi_j \frac{\partial \varphi_i}{\partial n}]$$

Me skal bruka Greens setning på ei lukka flate som er sett saman av

- S_1 : Den vätte overflata av ein svingande fast kropp som kan generera bølger.
- S_f : Den vätte overflata av ein annan fast kropp som er i ro.
- $z=-h$: Sjøbotnen. (Merk at det same grensevilkåret $\partial\phi/\partial n = 0$ gjeld både på sjøbotnen og på S_f , og at føresetnaden om plan horisontal sjøbotn er berre eit spesialtilfelle).
- $z=0$: Den frie overflata. (Merk at visse delar av planet $z = 0$ eventuelt må ekskluderast frå integrasjonsflata, p.g.a. dei to faste kroppane).
- S_∞ : Ei sylinderflate med radius r , der $r \rightarrow \infty$.



Grunnen til at me tek med ein stillestående kropp S_f er ikkje berre at me skal dekkja tilfellet med at det ligg ein stor stein på sjøbotnen. Me kan t.d. ha interesse av å sjå på ein bølgyreflekterande fast vegg. Me skal sidan sjå at for di me har teke med flata S_f kan resultatata her lett overførast til det interessante tilfellet med fleire svingande kroppar.

Me merkar oss at det er vatn overalt innanfor denne lukka flata, slik at me kan bruka Greens setning for to vilkårlege fartpotensial ϕ_i og ϕ_j , sidan desse må oppfylla Laplace-likninga overalt i vatnet. Grensevilkåret

$$\frac{\partial}{\partial n} \phi_{i,j} = 0 \quad \text{på } S_f \quad (\text{D113})$$

gjer at

$$\iint_{S_f} \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (\text{D114})$$

Det tilsvarande integralet over sjøbotnen $z = -h$ blir og null. Det tilsvarande integralet over den frie overflata $z = 0$ blir og null fordi grensevilkåret der

$$0 = \left(\omega^2 - g \frac{\partial}{\partial z} \right) \phi_{i,j} = \left(\omega^2 + g \frac{\partial}{\partial n} \right) \phi_{i,j} \quad (\text{D115})$$

gjev

$$\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} = -\phi_i \frac{\omega^2}{g} \phi_j + \phi_j \frac{\omega^2}{g} \phi_i = 0$$

Me definerer

$$\boxed{I(\phi_i, \phi_j) = \iint_S \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dS} \quad (\text{D117})$$

der $S = S_1$, den vatte overflata av den svingande kroppen. Men merk at det ikkje gjer nokon skilnad om me seier at $S = S_1 \cup S_f$, sidan flata S_f ikkje gjev noko tilskot til integralet.

Det følgjer no av Greens setning at

$$I(\phi_i, \phi_j) = - \iint_{S_\infty} \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dS \quad (D118)$$

Merk at me i disse uttrykka godt kan byta ϕ_i eller ϕ_j med sine kompleks konjungerte. Funksjonane ϕ_i og ϕ_j er fartpotensialet for bølger som er genererte av den svingande kroppen S_1 eller andre bølger. Vilkåret er berre at fartpotensiala oppfyller dei nemnde randvilkåra på dei stille flatene S_f og sjøbotnen og på den frie overflata $z = 0$.

Merk at

$$I(\phi_i, \phi_j) = -I(\phi_j, \phi_i)$$

Strålingsresistansen.

Etter (D41) er strålingsimpedansen for svingemodus nr. q

$$Z_{qq} = -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_q \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} dS = -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_q \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} dS \quad (D119)$$

Strålingsresistansen er

$$R_{qq} = \text{Re}\{Z_{qq}\} = \frac{1}{2} (Z_{qq} + Z_{qq}^*) \quad (D120)$$

$$R_{qq} = \frac{\omega\rho}{2} \iint_{S_1} \left(-i\varphi_q \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} + i\varphi_q^* \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} \right) dS \quad (D121)$$

Med bruk av (D117) og (D118) får me

$$R_{qq} = \frac{i\omega\rho}{2} I(\varphi_q^*, \varphi_q) = \quad (D122)$$

$$= - \frac{i\omega\rho}{2} \iint_{S_\infty} \left(\varphi_q^* \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} - \varphi_q \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} \right) dS \quad (D123)$$

Så bruker me strålingsvilkåret om utgåande bølge i uendeleg avstand. Etter (B105) er då φ_q asymptotisk når $kr \rightarrow \infty$

av forma

$$\varphi_q = a_q(\theta)e(kz)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} + O\{r^{-1}\} \quad (D124)$$

Altså

$$\frac{\partial \varphi_q}{\partial n} = -\frac{\partial \varphi_q}{\partial r} = ik\varphi_q + O\{r^{-1}\} \quad (D125)$$

Difor er $(\varphi_q \partial \varphi_q^* / \partial n)$ reint imaginær på S_∞ . Dei to ledda i integralet over S_∞ er altså like, slik at

$$R_{qq} = i\omega\rho \iint_{S_\infty} \varphi_q \frac{\partial \varphi_q^*}{\partial n} dS \quad (D126)$$

Me samanliknar resultatet (D126) med utgangspunktet, uttrykket (D119) for Z_{qq} . Uttrykka for Z_{qq} og R_{qq} har ein viss likskap. Skiftet av forteikn heng saman med den valde retninga på flatenormalane, nemleg at \vec{n} peikar utover frå S_1 og innover frå S_∞ (i begge tilfelle innover i væskevolumet som det er integrert over. Sjå figuren). Når me integrerer over den vatte overflata S_1 av den svingande kroppen, får me heile strålingsimpedansen. Når me integrerer i fjernfeltet over S_∞ , får me strålingsresistansen, altså berre realdelen av strålingsimpedansen.

Me har vore borti noko heilt tilsvarande før, nemleg for ei generert plan bølge. Samanlikna (D102) og (D103).

Då $\partial/\partial n = -\partial/\partial r$ på S_∞ og vidare $\partial \varphi_q^* / \partial r = ik\varphi_q^*$ har me

$$R_{qq} = \omega k \rho \iint_{S_\infty} |\varphi_q|^2 dS = \omega k \rho \int_0^{2\pi} \int_{-h}^0 |\varphi_q|^2 r d\theta dz \quad (D126a)$$

Dette viser at R_{qq} er reell og positiv. Med bruk av (D124) og (B73) får me

$$R_{qq} = \frac{\omega \rho f(kh)}{2k} \int_0^{2\pi} |a_q(\theta)|^2 d\theta \quad (D126b)$$

Bølgjer som oppfyller strålingsvilkåret.

Bølgjer som oppfyller strålingsvilkåret har i fjernfeltet eit potensial

$$\hat{\phi} = \psi \sim A(\theta)e(kz)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} \quad (\text{D129-3})$$

Jfr. (B105). Dette gjeld i det tre-dimensjonale tilfellet. Me bruker her symbolet ψ for å markera at potensialet oppfyller strålingsvilkåret. I det to-dimensjonale tilfellet, med plane bølgjer i fjernfeltet gjeld

$$\hat{\phi} = \psi \sim A^{\pm}e(kz)e^{\mp ikx} = A^{\pm}e(kz)e^{-ik|x|} \quad (\text{D129-2})$$

Her gjeld øvre forteikn for $x \rightarrow +\infty$ ($\theta = 0$) og nedre forteikn for $x \rightarrow -\infty$ ($\theta = \pi$).

For to vilkårlege bølgjer som begge oppfyller strålingsvilkåret (D129) har me, når me tek med berre det dominerande leddet i fjernfeltet

$$\frac{\partial}{\partial n} \psi_{i,j} = ik\psi_{i,j} \quad (\text{D130})$$

Jfr. også (D125). Difor blir

$$\iint_{S_{\infty}} \left(\psi_i \frac{\partial \psi_j}{\partial n} - \psi_j \frac{\partial \psi_i}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (\text{D131})$$

og etter (D118)

$$I(\psi_i, \psi_j) = 0 \quad (\text{D132})$$

Merk at også

$$I(\psi_i^*, \psi_j^*) = 0 \quad (\text{D133})$$

men at

$$I(\psi_i, \psi_j^*) \neq 0$$

då ψ_i og ψ_j^* ikkje oppfyller same strålingsvilkåret.

Med bruk av (D118), (D129-3) og (D130) får me

$$\begin{aligned}
 I(\psi_i, \psi_j^*) &= - \iint_{S_\infty} A_i(\theta) A_j^*(\theta) e^2(kz) \frac{1}{kr} (-ik - ik) dS \\
 &= 2i \int_{-h}^0 e^2(kz) dz \int_0^{2\pi} A_i(\theta) A_j^*(\theta) d\theta \quad (D134-3)
 \end{aligned}$$

Integralet over z er utrekna i (B73). Det gjev

$$I(\psi_i, \psi_j^*) = i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} A_i(\theta) A_j^*(\theta) d\theta \quad (D135-3)$$

For det to-dimensjonale tilfellet gjev (D129-2)

$$\begin{aligned}
 I(\psi_i, \psi_j^*) &= -(A_i^+ A_j^{+*} + A_i^- A_j^{-*}) (-ik - ik) \int_{-h}^0 e^2(kz) dz \int_0^d dy \\
 &\quad (D134-2)
 \end{aligned}$$

Pr. lengdeining i y -retning har me då

$$I(\psi_i, \psi_j^*)/d = +if(kh)(A_i^+ A_j^{+*} + A_i^- A_j^{-*}) \quad (D135-2)$$

Resiprositetssetninga.

Me har definert ei strålingsimpedansmatrise (D38)

$$Z_{ij} = -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_j \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} dS = -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_j \frac{\partial \varphi_i^*}{\partial n} dS \quad (D135a)$$

Av dette får me

$$Z_{ij} - Z_{ji} = -i\omega\rho I(\varphi_j, \varphi_i) = 0 \quad (D135b)$$

i samsvar med (D132), sidan både φ_j og φ_i oppfyller strålingsvilkåret. Av dette følgjer at strålingsimpedansmatrisa er symmetrisk om hovuddiagonalen

$$\boxed{Z_{ij} = Z_{ji}} \quad (D135c)$$

Dette er resiprositetssatsen som seier at krafta i ein modus på grunn av svinging i ein annan modus med einingsamplitude, er lik krafta i den andre modusen p.g.a. svinging med einingsamplitude i den fyrste modusen.

Vidare har me

$$\begin{aligned} R_{ij} &= \operatorname{Re}(Z_{ij}) = \frac{1}{2} (Z_{ij} + Z_{ij}^*) = \frac{1}{2} (Z_{ij} + Z_{ji}^*) \\ &= -\frac{i\omega\rho}{2} \iint_{S_1} \left(\varphi_j \frac{\partial \varphi_i^*}{\partial n} - \varphi_i^* \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} \right) dS \end{aligned}$$

eller

$$R_{ij} = R_{ji} = \frac{i\omega\rho}{2} I(\varphi_i^*, \varphi_j) = -\frac{i\omega\rho}{2} I(\varphi_i, \varphi_j^*) \quad (\text{D135d})$$

Kotsjin-funksjonar.

Utstrålte bølger og diffraksjonsbølger er typiske eksempel på bølger som oppfyller strålingsvilkåret. Men innfallande bølger oppfyller ikkje strålingsvilkåret. Me ser på to generelle bølger

$$\boxed{\phi_{i,j} = \Phi_{i,j} + \psi_{i,j}} \quad (\text{D136})$$

der Φ_i og Φ_j er komplekse amplitudar for to vilkårlege innfallande bølger.

Då har me etter (D117)

$$I(\phi_i, \phi_j) = I(\Phi_i, \Phi_j) + I(\Phi_i, \psi_j) + I(\psi_i, \Phi_j) + I(\psi_i, \psi_j) \quad (\text{D137})$$

Her er siste leddet null etter (D132). Vidare er fyrste leddet null etter Greens setning. Me har nemleg at innfallande bølger, per definisjon, oppfyller Laplace-likninga overalt innanfor den sylindriske flata S_∞ , ja jamvel innanfor flatene S_1 og S_f .

Etter dette har me

$$I(\phi_i, \phi_j) = I(\phi_i, \psi_j) + I(\psi_i, \phi_j) \quad (D138)$$

Me ser no på to plane innkomande bølger med amplitude $\eta_{oi,j}$ og innfallsvinkel $\gamma_{i,j}$

$$\phi_{i,j} = \frac{-g}{i\omega} \eta_{oi,j} e(kz) \exp\{-ikx \cos\gamma_{i,j} - iky \sin\gamma_{i,j}\} \quad (D139)$$

Vidare definerer me dei såkalla Kotsjin-funksjonane etter Newman (1976).

$$H_j(\gamma) = -\frac{k}{f(kh)} I\{e(kz)e^{ik(x \cos\gamma + y \sin\gamma)}, \psi_j\}$$

(D140)

Me skal sidan sjå at koeffisienten $A(\theta)$ i fjernfeltpotensialet (D129-3) er proporsjonal med $H(\theta)$. Jfr. (D165).

Me ser at

$$H_j(\gamma + \pi) = -\frac{k}{f(kh)} I\{e(kz)e^{-ik(x \cos\gamma + y \sin\gamma)}, \psi_j\} \quad (D141)$$

Her multipliserer me med $(-g/i\omega)\eta_o$ for begge dei innfallande bølgjene. Dermed får me frå (D138)

$$I(\phi_i, \phi_j) = \frac{gf(kh)}{i\omega k} \{\eta_{oi} H_j(\pi + \gamma_i) - \eta_{oj} H_i(\pi + \gamma_j)\} \quad (D142)$$

der me har brukt relasjonen $I(\phi_i, \phi_j) = -I(\phi_j, \phi_i)$ i siste leddet.

Haskind-relasjonen.

Me skal no bruka den funne samanhengen (D142) til å utleia Haskind-relasjonen som gjev eit nyttig uttrykk for den eksiterande krafta som ei innkomande bølge påverkar ein fast kropp med.

Etter (D31) gjev den innkomande bølge ϕ_i ei eksitasjonskraft med komponent nr. q ($q = 1, 2, \dots, 6$)

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho \iint_{S_1} \hat{\phi}_i n_q dS \quad (D143)$$

Her er

$$\hat{\phi}_i = \hat{\phi}_i + \hat{\psi}_i \quad (D143a)$$

potensialet ved overflata S_1 av kroppen. Vidare er ψ_i potensialet frå den diffrakterte bølge som skriv seg frå at den innfallande bølge ϕ_i ikkje åleine oppfyller randvilkåret på S_1 , nemleg at

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} (\hat{\phi}_i + \psi_i) = 0 \quad \text{på } S_1 \text{ (og på } S_f) \quad (D144)$$

Eksitasjonskrafta $F_{e,q}$ er nemleg den krafta som verkar på kroppen når han er i ro.

Etter (D18) er

$$n_q = \left. \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} \right|_{S_1} \quad (D145)$$

der φ_q er koeffisienten $\hat{\phi}/\hat{u}_i$ for utstrålt bølge frå svingemodus nr. q .

Me har då

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho \iint_{S_1} \hat{\phi}_i \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} dS \quad (D146)$$

$$= i\omega\rho \iint_{S_1} \left(\hat{\phi}_i \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} - \varphi_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial n} \right) dS \quad (D147)$$

Merk at dette er lovleg, då me etter (D144) har addert til null i integranden. Etter (D117) har me

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho I(\hat{\phi}_i, \varphi_q) \quad (D148)$$

Så bruker me (D142), med di me let $\psi_j \rightarrow \varphi_q$ og $H_j(\gamma) \rightarrow$

$h_q(\gamma)$. Vidare har me $\eta_{oj} + \eta_{oq} = 0$, etter di me har berre ei innfallande bølge, altså berre $\eta_{oi} \neq 0$. Då får me

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho \frac{gf(kh)}{i\omega k} \eta_{oi} h_q(\pi + \gamma_i) = \frac{\rho gf(kh)}{k} \eta_{oi} h_q(\pi + \gamma_i) \quad (D149)$$

Med bruk av (D141) kan dette uttrykkjast

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho \frac{-g}{i\omega} \eta_{oi} I\{e(kz)e^{-ik(x \cos\gamma + y \sin\gamma)}, \varphi_q\} \quad (D150)$$

og vidare med bruk av (D139)

$$\boxed{\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho I(\hat{\phi}_i, \varphi_q)} \quad (D151)$$

Dette er Haskinds formel som me og kunne ha fått direkte frå (D148) slik:

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_i, \varphi_q) = i\omega\rho I(\hat{\phi}_i, \varphi_q) + i\omega\rho I(\hat{\psi}_i, \varphi_q)$$

for siste leddet her blir null i samsvar med (D132) då både ψ_i og φ_q oppfyller strålingsvilkåret.

Det er særst nyttig at me har eit uttrykk for eksitasjonskrafta der diffraksjonspotensialet ψ_i ikkje går eksplisitt inn. Spesielt er det ofte nyttig å utføra integrasjonen i fjernfeltet i samsvar med (D118).

$$\begin{aligned} \hat{F}_{e,q} &= -i\omega\rho \iint_{S_\infty} \left(\hat{\phi}_i \frac{\partial \varphi_q}{\partial n} - \varphi_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial n} \right) dS \\ &= i\omega\rho \int_0^{2\pi} \int_{-h}^0 \left(\hat{\phi}_i \frac{\partial \varphi_q}{\partial r} - \varphi_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial r} \right) r d\theta dz \end{aligned} \quad (D153)$$

Meir om Kotsjin-funksjonar.

Me skal fyrst visa at $H_j(\theta) \propto A_j(\theta)$ og sidan uttrykkja $I(\phi_i, \phi_j^*)$ ved Kotsjin-funksjonar. Her er ϕ_i og ϕ_j defi-

nerte ved (D136) som ein sum av ei innfallande bølge og ei bølge som oppfyller strålingsvilkåret.

Av definisjonen (D140) og av (D129-3) får me

$$-\frac{f(kh)}{k} H_j(\gamma) = I \left\{ e(kz) e^{ikr(\cos\theta\cos\gamma + \sin\theta\sin\gamma)}, \right. \\ \left. \frac{A_j(\theta)}{\sqrt{kr}} e(kz) e^{-ikr} \right\} \quad (D154)$$

med di me kan bruka fjernfeltpotensialet for ψ_j fordi integralet kan gå over S_∞ i samsvar med (D118). Då me har (B73)

$$\int_{-h}^0 e^{2(kz)} dz = \frac{f(kh)}{2k} \quad (D155)$$

får me

$$-H_j(\gamma) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} e^{ikr \cos(\theta-\gamma)} (-ik) A_j(\theta) e^{-ikr} \\ - A_j(\theta) e^{-ikr} ik \cos(\theta-\gamma) e^{ikr \cos(\theta-\gamma)} \Big\} (kr)^{-\frac{1}{2}} r d\theta \\ = -\frac{i}{2} \sqrt{kr} \int_0^{2\pi} (1 + \cos(\theta-\gamma)) A_j(\theta) e^{-ikr(1-\cos(\theta-\gamma))} d\theta \quad (D156)$$

Her er det underforstått at $kr \rightarrow \infty$. Difor oscillerer integranden uendeleg raskt med θ og gjev såleis ikkje noko tilskot til integralet, bortsett frå nær $1 - \cos(\theta-\gamma) = 0$. Me kan altså integrera med den såkalla "metoden med stasjonær fase".

Me innfører ny integrasjonsvariabel α , ved

$$\alpha^2 = kr(1 - \cos(\theta-\gamma)) \quad (D157)$$

$$2\alpha d\alpha = kr \sin(\theta-\gamma) d\theta = kr \sqrt{1 - \cos^2(\theta-\gamma)} d\theta$$

$$\cos(\theta-\gamma) = 1 - \frac{\alpha^2}{kr}$$

$$\begin{aligned}
 d\theta &= \frac{2\alpha}{kr} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\alpha^2}{kr} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} d\alpha = \frac{2\alpha}{kr} \left\{ \frac{2\alpha^2}{kr} - \frac{\alpha^4}{(kr)^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} d\alpha \\
 &= \sqrt{\frac{2}{kr}} \left\{ 1 - \frac{\alpha^2}{2kr} \right\}^{-\frac{1}{2}} d\alpha \\
 1 + \cos(\theta - \gamma) &= 2 - \frac{\alpha^2}{kr} = 2 \left(1 - \frac{\alpha^2}{2kr} \right)
 \end{aligned}$$

Tilskot til integralet får me altså berre for området $\theta \approx \gamma$ som gjev $\alpha^2/kr \approx 0$. Same kor raskt den kontinuerlege funksjonen $A_j(\theta)$ varierer, kan me parera med ein så stor r at me kan setja $A_j(\theta) \approx A_j(\gamma)$ i heile det området som gjev tilskot til integralet. Me får altså

$$-H_j(\gamma) = -\frac{i}{2} \sqrt{kr} 2 A_j(\gamma) \sqrt{\frac{2}{kr}} \int e^{-i\alpha^2} d\alpha \quad (D163)$$

der me har sløyft ledd som forsvinn når $r \rightarrow \infty$. Tilskot til integralet får me berre i eit lite intervall nær 0 for $\frac{\alpha^2}{kr}$. Men når $kr \rightarrow \infty$, kan me setja integrasjonsgrensene $\pm \infty$. Altså får me

$$\begin{aligned}
 -H_j(\gamma) &= -i \sqrt{2} A_j(\gamma) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\alpha^2} d\alpha \quad (D164) \\
 &= \sqrt{2} A_j(\gamma) \int_{-\infty}^{\infty} (-\sin\alpha^2 - i \cos\alpha^2) d\alpha \\
 &= -\sqrt{2} A_j(\gamma) (1+i) \sqrt{\pi/2}
 \end{aligned}$$

$$H_j(\gamma) = \sqrt{2\pi} A_j(\gamma) e^{+i\pi/4} \quad (D165)$$

Me kan då også uttrykkja fjernfeltløysinga (D129-3) som

$$\psi_j \sim H_j(\theta) e(kz) (2\pi kr)^{-\frac{1}{2}} e^{-i(kr+\pi/4)} \quad (D166)$$

og (D135-3) blir

$$I(\psi_i, \psi_j^*) = i \frac{f(kh)}{2\pi k} \int_0^{2\pi} H_i(\theta) H_j^*(\theta) d\theta \quad (D167)$$

Som ein parallell til uttrykket (D142) for $I(\phi_i, \phi_j)$, skal me no finna eit uttrykk for $I(\phi_i, \phi_j^*)$, der ϕ_i og ϕ_j som før er gjevne ved (D136): $\phi_{i,j} = \phi_{i,j} + \psi_{i,j}$ der ϕ_i og ϕ_j representerer innfallande bølgjer (D139) og ψ_i og ψ_j representerer bølgjer som oppfyller strålingsvilkåret. Generelt får me frå (D117) og (D136)

$$I(\phi_i, \phi_j^*) = I(\phi_i, \phi_j^*) + I(\phi_i, \psi_j^*) + I(\psi_i, \phi_j^*) + I(\psi_i, \psi_j^*) \quad (D168)$$

Fyrste leddet her forsvinn fordi dei innfallande bølgjene ϕ_i og ϕ_j (og dermed ϕ_j^*) oppfyller Laplace-likninga også innanfor flatene S_1 og S_f . Frå (D140) har me

$$H_j^*(\gamma) = - \frac{k}{f(kh)} I \left\{ e(kz) e^{-ik(x \cos \gamma + y \sin \gamma)}, \psi_j^* \right\} \quad (D169)$$

Mellomrekning:

$$\begin{aligned} I(\phi_i, \psi_j^*) &= \frac{g}{-i\omega} \eta_{oi} I \left(e(kz) e^{-ik(x \cos \gamma_i + y \sin \gamma_i)}, \psi_j^* \right) \\ &= \frac{gf(kh)}{i\omega k} \eta_{oi} H_j^*(\gamma_i) \end{aligned} \quad (D170)$$

$$\begin{aligned} I(\psi_i, \phi_j^*) &= -I(\phi_j^*, \psi_i) = - [I(\phi_j, \psi_i^*)]^* \\ &= - \left[\frac{gf(kh)}{i\omega k} \eta_{oj} H_i^*(\gamma_j) \right]^* = \frac{gf(kh)}{i\omega k} \eta_{oj}^* H_i(\gamma_j) \end{aligned} \quad (D171)$$

Me får då når me også bruker (D167)

$$\begin{aligned} I(\phi_i, \phi_j^*) &= \frac{gf(kh)}{i\omega k} \left\{ \eta_{oi} H_j^*(\gamma_i) + \eta_{oj}^* H_i(\gamma_j) \right\} \\ &\quad + \frac{if(kh)}{2\pi k} \int_0^{2\pi} H_i(\theta) H_j^*(\theta) d\theta \end{aligned} \quad (D172)$$

Det er siste leddet i (D172) som representerer den tydelegaste skilnaden frå uttrykket (D142) for $I(\phi_i, \phi_j)$.

Som ein illustrasjon ser me på (D135d)

$$R_{ij} = R_{ji} = -\frac{i\omega\rho}{2} I(\phi_i, \phi_j^*) \quad (D173)$$

Med $\phi_{i,j} = 0 + \varphi_{i,j} \hat{u}_{i,j}$, altså $\eta_{oi,j} = 0$ og $H_{i,j} = h_{i,j} \hat{u}_{i,j}$ gjev (D172):

$$R_{ij} = \frac{\omega\rho f(kh)}{4\pi k} \int_0^{2\pi} h_i(\theta) h_j^*(\theta) d\theta \quad (D174)$$

Med bruk av (D165) gjev dette

$$R_{ij} = \frac{\omega\rho f}{2k} \int_0^{2\pi} a_i(\theta) a_j^*(\theta) d\theta \quad (D175)$$

som er i samsvar med (D126b) når $i = j$.

Effekt absorbert av svingande kropp.

Eit flateelement dS på den svingande flata S_1 tek i tidsmiddel ein effekt

$$dP = -I_n dS \quad (D176)$$

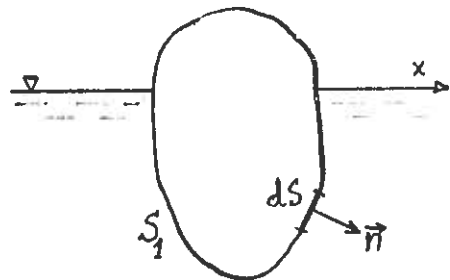
der intensiteten etter (A47) har ein normalkomponent

$$I_n = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{p}\hat{v}_n^*) = \frac{1}{4} (\hat{p}\hat{v}_n^* + \hat{p}^*\hat{v}_n) \quad (D177)$$

med $\hat{p} = -i\omega\rho\hat{\phi}$ og $\hat{v}_n = \partial\hat{\phi}/\partial n$. Den absorberte effekten er altså

$$P = - \iint_{S_1} I_n dS = -\frac{1}{4} \iint_{S_1} (\hat{p}\hat{v}_n^* + \hat{p}^*\hat{v}_n) dS \quad (D180)$$

$$= \frac{i\omega\rho}{4} \iint_{S_1} \left(\hat{\phi} \frac{\partial\hat{\phi}^*}{\partial n} - \hat{\phi}^* \frac{\partial\hat{\phi}}{\partial n} \right) dS \quad (D181)$$



eller med bruk av (D117)

$$P = \frac{i\omega\rho}{4} I(\hat{\phi}, \hat{\phi}^*) \quad (D182)$$

Me skal sjå på absorpsjon av energi frå ei innfallande plan bølge med kompleks amplitude η_0 (referert til origo) og innfallsvinkel γ . Fartpotensialet har ein kompleks amplitude

$$\hat{\phi}_i = \frac{-g}{i\omega} \eta_0 e(kz) e^{-ik(x \cos\gamma + y \sin\gamma)} \quad (D183)$$

Då denne ikkje åleine kan oppfylle randvilkåra på den svingande overflata S_1 (og på den stillestående overflata S_f), blir det sett opp eit diffraksjonspotensial ψ_d som oppfyller strålingsvilkåret og som er slik at

$$\frac{\partial}{\partial n} (\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d) = 0 \quad \text{på } S_1 \text{ (og på } S_f) \quad (D184)$$

Skal kroppen absorbera energi, må han svinga. Arbeid er jo kraft multiplisert med veg, og effekt er kraft multiplisert med fart. Den svingande kroppen genererer ei bølge med fartpotensial

$$\hat{\phi}_r = \sum_{q=1}^6 \varphi_q \hat{u}_q \quad (D185)$$

i samsvar med (D22). Alle φ_q og dermed ϕ_r oppfyller strålingsvilkåret, og randvilkåra (D18) er

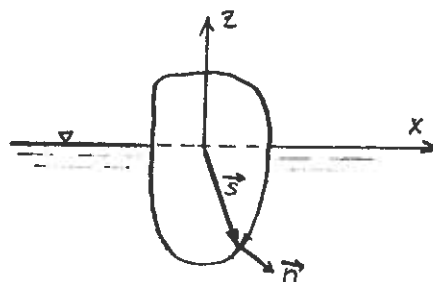
$$\frac{\partial \varphi_q}{\partial n} = n_q \quad \text{på } S_1 \quad (D186)$$

Elles oppfyller alle φ_q dei vanlege homogene randvilkåra på dei stillestående flatene S_f og $z = -h$ og på den frie overflata $z = 0$.

Av (D185) og (D186) får me

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \phi_r}{\partial n} \right|_{S_1} &= \sum_{q=1}^6 n_q \hat{u}_q = \vec{n} \cdot \vec{u} + (n_4, n_5, n_6) \cdot (u_4, u_5, u_6) \\ &= \vec{n} \cdot \vec{u} + (\vec{s} \times \vec{n}) \cdot \vec{\Omega} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \vec{n} \cdot \vec{u} + \vec{\Omega} \times \vec{s} \cdot \vec{n} \\
 &= \vec{n} \cdot (\vec{u} + \vec{\Omega} \times \vec{s}) \\
 &= (\vec{u} + \vec{\Omega} \times \vec{s})_n \\
 &\quad (D186a)
 \end{aligned}$$



Her er \vec{u} farten p.g.a. translasjon, og $\vec{\Omega} \times \vec{s}$ er farten p.g.a. rotasjon. Randvilkåret (B17) på den svingande overflata er altså oppfylt når (D186) er gyldig.

Det resulterande fartpotensialet er då

$$\hat{\phi} = \hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d + \hat{\phi}_r \quad (D187)$$

For å finna effekten P må me i samsvar med (D182) rekna ut

$$\begin{aligned}
 I(\hat{\phi}, \hat{\phi}^*) &= I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \hat{\phi}_i^* + \hat{\psi}_d^*) + I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \hat{\phi}_r^*) \\
 &\quad + I(\hat{\phi}_r, \hat{\phi}_i^* + \hat{\psi}_d^*) + I(\hat{\phi}_r, \hat{\phi}_r^*) \\
 &\quad (D188)
 \end{aligned}$$

Det fyrste av desse fire ledda forsvinn p.g.a. randvilkåret (D184). Jfr. (D117). Me har altså den absorberte effekten

$$\boxed{P = P_i - P_r} \quad (D189)$$

der

$$\begin{aligned}
 P_i &= \frac{i\omega\rho}{4} I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \hat{\phi}_r^*) - \frac{i\omega\rho}{4} I(\hat{\phi}_i^* + \hat{\psi}_d^*, \hat{\phi}_r) \\
 &= \text{Re} \left\{ \frac{i\omega\rho}{2} I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \hat{\phi}_r^*) \right\} \\
 &\quad (D190)
 \end{aligned}$$

kan kallast den innfallande effekten og

$$P_r = - \frac{i\omega\rho}{4} I(\hat{\phi}_r, \hat{\phi}_r^*) \quad (D191)$$

kan kallast den utstrålte effekten.

Med bruk av (D167) får me

$$P_r = \frac{\omega \rho f(kh)}{8\pi k} \int_0^{2\pi} |H_r(\theta)|^2 d\theta \quad (\text{D191a})$$

som viser at den utstrålte effekten er positiv definitt.

No bruker me (D185) og får

$$P_i = \text{Re} \left\{ \frac{i\omega\rho}{2} \sum_{q=1}^6 I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \varphi_q^*) \hat{u}_q^* \right\} \quad (\text{D192})$$

og

$$P_r = - \frac{i\omega\rho}{4} \sum_{q=1}^6 \sum_{q'=1}^6 I(\varphi_q, \varphi_{q'}^*) \hat{u}_q \hat{u}_{q'}^* \quad (\text{D193})$$

For å føra inn eksitasjonskrafta $\hat{F}_{e,q}$ i (D192) konsta-
terer me at p.g.a. randvilkåret (D184) og p.g.a. at $\partial\varphi_q/\partial n$
er reell, så gjeld

$$\begin{aligned} I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \varphi_q^*) &= \iint_{S_1} (\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d) \frac{\partial\varphi_q^*}{\partial n} dS \\ &= \iint_S (\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d) \frac{\partial\varphi_q}{\partial n} dS = I(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \varphi_q) \\ &= I(\hat{\phi}_i, \varphi_q) = \hat{F}_{e,q}/i\omega\rho \end{aligned} \quad (\text{D194})$$

i samsvar med (D148). Difor kan (D192) skrivast

$$P_i = \text{Re} \sum_{q=1}^6 \frac{1}{2} (\hat{F}_{e,q} \hat{u}_q^*) \quad (\text{D195})$$

I samsvar med (D135d) kan me dessutan skriva (D193)

$$P_r = \sum_{q=1}^6 \sum_{q'=1}^6 \frac{1}{2} R_{q',q} \hat{u}_q \hat{u}_{q'}^* \quad (\text{D196})$$

der $R_{q,q}$ er element i strålingsresistensmatrisa.

Merk at me ikkje får nokon absorbert effekt $P = P_i - P_r$ utan at $P_r \neq 0$ d.v.s.: $\phi_r \neq 0$. Det går ikkje an å absorbera energi frå den innkomande bølga utan å generera ei bølge.

Me ser no på spesialtilfellet med berre ein modus, t.d. berre hivmodusen, $q = 3$.

Då har me

$$P_i = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\hat{F}_{e,3} \hat{u}_3^*) = \frac{1}{2} |\hat{F}_{e,3}| \cdot |\hat{u}_3| \cos\beta \quad (\text{D197})$$

der β er fasevinkelen mellom farten u_3 og eksitasjonskrafta $F_{e,3}$. Den absorberte effekten er

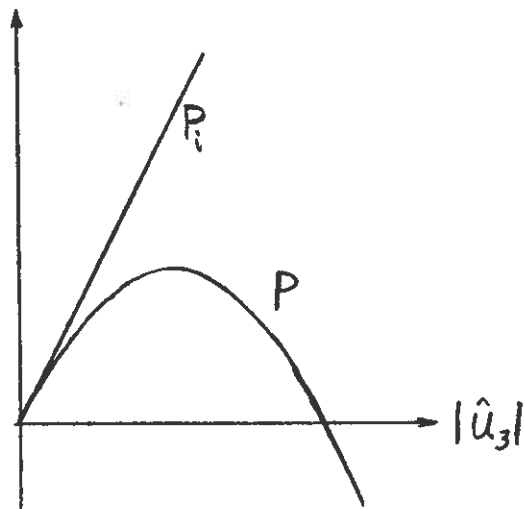
$$P = P_i - P_r = \frac{1}{2} |\hat{F}_{e,3}| \cdot \cos\beta |\hat{u}_3| - \frac{1}{2} R_{33} |\hat{u}_3|^2 \quad (\text{D198})$$

For ei viss innfallande bølge er $|\hat{F}_{e,3}|$ gitt. Då varierer P med $|\hat{u}_3|$ som ein parabel.

Me ser at P_i er størst når $\beta = 0$. Dette fasevilkåret er automatisk oppfylt om den hivande kroppen er resonant med bølga. Jfr. resonansabsorpsjon. Me finn av (D198) at

$$P = P_{\max} = \frac{|\hat{F}_{e,3}|^2}{8R_{33}} \quad (\text{D199})$$

for $\beta = 0$ og $|\hat{u}_3| = |\hat{F}_{e,3}|/2R_{33}$, d.v.s. $\hat{u}_3 = \hat{F}_{e,3}/2R_{33}$
Jfr. (A79). (D200)



Hittil har me sett på ei generell innkomande bølge. No skal me sjå spesielt på ei plan bølge med innfallsvinkel γ og amplitude η_0 i samsvar med (D183). Eksitasjonskrafta er då gjeven av (D149)

$$\hat{F}_{e,q} = \frac{\rho g f(kh)}{k} \eta_0 h_q(\pi + \gamma) \quad (D201)$$

Med dessutan å bruka (D174)

$$R_{q,q} = \frac{\omega \rho f(kh)}{4\pi k} \int_0^{2\pi} h_{q'}(\theta) h_q^*(\theta) d\theta \quad (D202)$$

kan me i samsvar med (D195) og (D196) skriva den absorberte effekten

$$\begin{aligned} P &= P_i - P_r \\ &= \operatorname{Re} \sum_{q=1}^6 \frac{\rho g f(kh)}{2k} \eta_0 h_q(\pi + \gamma) \hat{u}_q^* \\ &\quad - \frac{\omega \rho f(kh)}{8\pi k} \sum_{qq'} \int_0^{2\pi} h_{q'}(\theta) h_q^*(\theta) d\theta \hat{u}_q \hat{u}_q^* \end{aligned} \quad (D203)$$

Me kan no tolka integraluttrykket (D202) eller (D175) for strålingsresistansmatrisa. Det strålar ut mykje energi i dei retningane θ i fjernfeltet der integranden gjev stort tilskot til integralet. I desse retningane er det etter måten sterk intensitet i utstrålinga. Jfr. også (D43).

Eksitasjonskraftkoeffisient og strålingsresistans.

Eksitasjonskrafta er avhengig av innfallsretninga på den plane bølga

$$\hat{F}_{e,q} = \hat{F}_{e,q}(\gamma) = \frac{\rho g f(kh)}{k} \eta_0 h_q(\pi + \gamma) \quad (D204)$$

Jfr. (D149). Me innfører "eksitasjonskraftkoeffisienten"

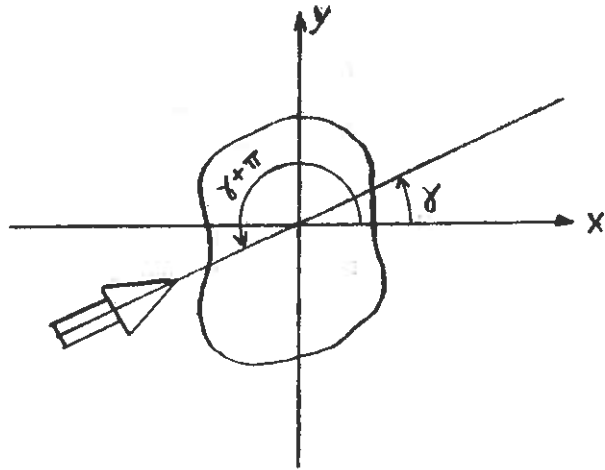
$$\kappa_q = \frac{\hat{F}_{e,q}}{\hat{\eta}_i} \quad (D205)$$

der $\hat{\eta}_i$ er den komplekse amplituden av den (uskipla) innkomande bølga i same horisontale posisjon som tyngdepunktet for kroppen, her $(x,y) = (0,0)$, d.v.s. her er

$$\kappa_q = \frac{\hat{F}_{e,q}}{\eta_0} = \frac{\rho g f(kh)}{k} h_q(\pi + \gamma) = \kappa_q(\gamma) \quad (D206)$$

Merk at eksitasjonskraftkoeffisienten ved innfallsretning γ står i direkte samanheng med amplituden på den utstrålte fjernfeltbølgja i retninga $\gamma + \pi$.

Med bruk av (D165) kan me og skriva



$$\kappa_q(\gamma) = \frac{\rho g f(kh)}{k} a_q(\gamma + \pi) \sqrt{2\pi} e^{i\pi/4} \quad (D206a)$$

Av (D206) får me

$$h_q(\gamma) = \frac{k}{\rho g f(kh)} \kappa_q(\gamma - \pi) \quad (D207)$$

Altså kan $h_q(\theta)$ bestemmast eksperimentelt ved å måla $\kappa_q(\theta)$.

Frå (D174) har me strålingsresistansmatrisa

$$R_{ij} = \frac{\omega \rho f(kh)}{4\pi k} \int_0^{2\pi} h_i(\theta) h_j^*(\theta) d\theta \quad (D208)$$

$$R_{ij} = \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f(kh)} \int_0^{2\pi} \kappa_i(\theta - \pi) \kappa_j^*(\theta - \pi) d\theta \quad (D209)$$

Ved innføring av ny integrasjonsvariabel $\theta' = \theta - \pi$, får me

$$R_{ij} = \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f(kh)} \int_{-\pi}^{\pi} \kappa_i(\theta') \kappa_j^*(\theta') d\theta' \quad (D210)$$

Når kroppen svingar i berre ein modus q , blir den maksimalt absorberte effekten etter (D199):

$$P_{\max} = \frac{|F_{e,q}|^2}{8R_{qq}} = \frac{|\eta_0|^2 2\rho g^2 f(kh) G_q(\gamma)}{8\omega k} \quad (D211)$$

der me har innført den såkalla direktiviteten

$$G_q(\gamma) = 2\pi |\kappa_q(\gamma)|^2 / \int_{-\pi}^{\pi} |\kappa(\theta)|^2 d\theta \quad (D215)$$

Me definerer absorpsjonslengda ved

$$d_q(\gamma) = \frac{P_{\max}(\gamma)}{K} \quad (D213)$$

som er forholdet mellom maksimal absorbert effekt og transportert bølge-effekt pr. lengdeining av bølgefronten.

Med bruk av (B75)

$$K = \frac{\rho g^2 f(kh)}{4\omega} |\eta_0|^2 \quad (D212)$$

får me

$$d_q(\gamma) = \frac{G_q(\gamma)}{k} \quad (D214)$$

For sirkulærsymmetrisk tilfelle er κ_q uavhengig av θ slik at absorpsjonslengda blir

$$d_q = \frac{1}{k} = \lambda/2\pi \quad (D216)$$

Sirkulærsymmetrisk kropp.

Flatenormalen \vec{n} for ein sirkulærsymmetrisk kropp er

$$\vec{n} = (n_x, n_y, n_z) \quad (D217)$$

i posisjonen

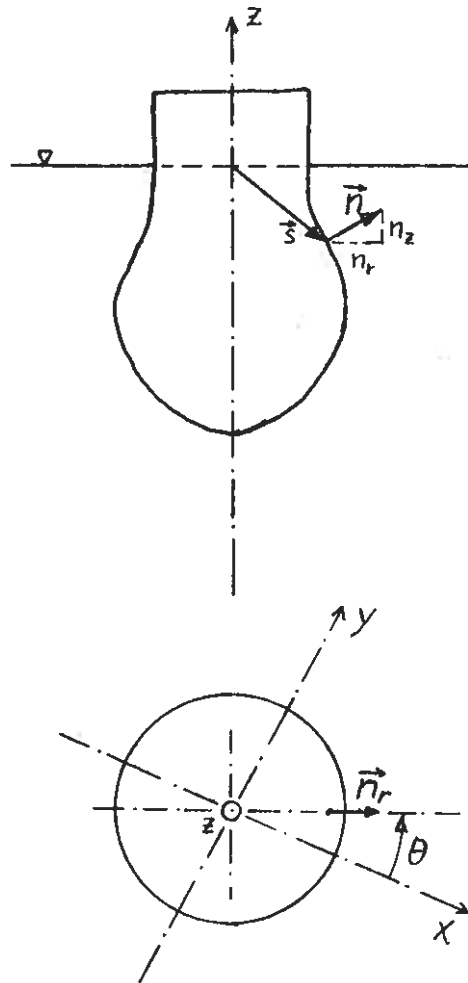
$$\begin{aligned}\vec{s} &= (x, y, z) \\ &= (r \cos\theta, r \sin\theta, z) \\ &\quad (D218)\end{aligned}$$

Merk at n_z er uavhengig av θ , at $n_x = n_r \cos\theta$ og $n_y = n_r \sin\theta$.

Altså er

$$\begin{aligned}\vec{n} &= (n_r \cos\theta, n_r \sin\theta, n_z) \\ &\quad (D219)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{s} \times \vec{n} &= (n_4, n_5, n_6) \\ &\quad (D220)\end{aligned}$$



$$\left. \begin{aligned}n_4 &= yn_z - zn_y = (rn_z - zn_r)\sin\theta = -n_M \sin\theta \\ n_5 &= zn_x - xn_z = (zn_r - rn_z)\cos\theta = n_M \cos\theta \\ n_6 &= xn_y - yn_x = rn_r(\cos\theta\sin\theta - \sin\theta\cos\theta) = 0\end{aligned} \right\} (D221)$$

$$(n_q) = (n_r \cos\theta, n_r \sin\theta, n_z, -n_M \sin\theta, n_M \cos\theta, 0) \quad (D222)$$

$$n_M = zn_r - rn_z \quad \text{og} \quad n_r = \sqrt{n_x^2 + n_y^2} \quad (D223)$$

Grensevilkåret (D18)

$$\frac{\partial \varphi_q}{\partial n} = n_q \quad \text{på} \quad S_1 \quad (D224)$$

er for $q = 6$ oppfylt med $\varphi_6 \equiv 0$, noko som me måtte venta då giringsmodusen for ein sirkulærsymmetrisk kropp ikkje kan generera ei bølge i ei ideell væske.

Elles må φ_q oppfylla Laplace-likninga og dei vanlege homogene grensevilkåra på den frie overflata $z = 0$ og på faste overflater, S_f og $z = -h$, forutan at φ_q oppfyller strålingsvilkåret i uendeleg avstand.

For ein sylinder-symmetrisk kropp kan me lett sjå at ei partikulær løysing av forma

$$\varphi_q(r, \theta, z) = \varphi_{q0}(r, z)\theta_q(\theta) \quad (D225)$$

oppfyller Laplace-likninga, dersom $\theta_q(\theta)$ er ein funksjon som spesifisert i (B93). Om me spesielt vel

$$\begin{aligned} \theta_1(\theta) &= \theta_5(\theta) = \cos\theta \\ \theta_2(\theta) &= \theta_4(\theta) = \sin\theta \\ \theta_3(\theta) &= \theta_6(\theta) = 1 \end{aligned} \quad (D226)$$

så er også randvilkåret på S_1 oppfylt i samsvar med (D222) og (D224).

Ei slik løysing oppfyller også randvilkåret på flata S_f , dersom denne flata er sirkulærsymmetrisk og konsentrisk med den svingande flata S_1 . I motsett fall gjeld ikkje ei løysing av typen (D225) utan at flata S_f er fjerna.

Løysinga er sjølvstøtt av typen (D225) også i fjernfeltet slik at me for Kotsjin-funksjonane har

$$h_q(\theta) = h_{q0}\theta_q(\theta) \quad (D227)$$

og for eksitasjonskraftkoeffisientane

$$\kappa_q(\gamma) = \kappa_{q0}\theta_q(\gamma + \pi) \quad (D228)$$

med

$$\kappa_{q0} = \frac{\rho g f(kh)}{k} h_{q0} \quad (D229)$$

i samsvar med (D206). Me har difor

$$\left. \begin{aligned} \frac{h_1(\theta)}{h_{10}} &= \frac{h_5(\theta)}{h_{50}} = \cos\theta \\ \frac{h_2(\theta)}{h_{20}} &= \frac{h_5(\theta)}{h_{50}} = \sin\theta \\ h_3 &= h_{30} \quad h_6 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (D230)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\kappa_1(\gamma)}{\kappa_{10}} &= \frac{\kappa_5(\gamma)}{\kappa_{50}} = \cos(\gamma + \pi) = -\cos\gamma \\ \frac{\kappa_2(\gamma)}{\kappa_{20}} &= \frac{\kappa_4(\gamma)}{\kappa_{40}} = \sin(\gamma + \pi) = -\sin\gamma \\ \kappa_3 &= \kappa_{30} \quad \kappa_6 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (D231)$$

Sidan

$$\int_0^{2\pi} (\cos\theta, \sin\theta, \sin\theta\cos\theta) d\theta = (0, 0, 0) \quad (D232)$$

og

$$\int_0^{2\pi} (\sin^2\theta, \cos^2\theta) d\theta = (\pi, \pi) \quad (D233)$$

har me frå (D210), (D226) og (D231) at strålingsresistans-
matrisa er

$$\tilde{R} = (R_{ij}) = \frac{\omega k}{4\rho g^2 f(kh)} \begin{bmatrix} |\kappa_{10}|^2 & 0 & 0 & 0 & \kappa_{10}\kappa_{50}^* & 0 \\ 0 & |\kappa_{20}|^2 & 0 & \kappa_{20}\kappa_{40}^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2|\kappa_3|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{20}\kappa_{40}^* & 0 & |\kappa_{40}|^2 & 0 & 0 \\ \kappa_{10}\kappa_{50}^* & 0 & 0 & 0 & |\kappa_{50}|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (D234)$$

Me har og gjort nytte av resiprositetssatsen (D135d) $R_{ij} = R_{ji}$. Sidan $R_{ij} = \text{Re}(Z_{ij})$, må me ha at $\kappa_{10}\kappa_{50}^*$ og $\kappa_{20}\kappa_{40}^*$ er reelle (positive eller negative). Difor må

$$\frac{\kappa_{10}}{|\kappa_{10}|} = \pm \frac{\kappa_{50}^*}{|\kappa_{50}|} \text{ og } \frac{\kappa_{20}}{|\kappa_{20}|} = \pm \frac{\kappa_{40}^*}{|\kappa_{40}|} \quad (\text{D235})$$

D.v.s. kjenner me fasen på t.d. $\hat{F}_{e,1}$ kjenner me også fasen på $\hat{F}_{e,5}$, bortsett frå ei uvisse på $\pi = 180^\circ$. Ein tilsvarende samanheng gjeld mellom fasane for eksitasjonskrafta $F_{e,2}$ for slingring og eksitasjonsmomentet $F_{e,4}$ for rulling.

Merk vidare at

$$R_{11}R_{55} = R_{15}^2 \quad (\text{D235a})$$

$$R_{22}R_{44} = R_{24}^2 \quad (\text{D235b})$$

for sirkulærsymmetriske kroppar.

For strålingsimpedansmatrisa gjeld (D38) og (D135c)

$$\begin{aligned} Z_{ji} = Z_{ij} &= -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_i \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS \\ &= -i\omega\rho \iint_{S_1} \varphi_{i0} \frac{\partial \varphi_{j0}}{\partial n} \theta_i(\theta)\theta_j(\theta) dS \end{aligned}$$

Merk at på S_1 har \vec{n} ingen θ -komponent. Av (D226) og (D232) følgjer at

$$\tilde{Z} = (Z_{ij}) = \begin{bmatrix} Z_{11} & 0 & 0 & 0 & Z_{15} & 0 \\ 0 & Z_{22} & 0 & Z_{24} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Z_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & Z_{24} & 0 & Z_{44} & 0 & 0 \\ Z_{15} & 0 & 0 & 0 & Z_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{D238})$$

Med bruk av (D226) og (D231) blir direktiviteten (D215)

$$\left. \begin{aligned} G_3(\gamma) &= 1 \\ G_1(\gamma) &= G_5(\gamma) = 2 \cos^2 \gamma \\ G_2(\gamma) &= G_4(\gamma) = 2 \sin^2 \gamma \end{aligned} \right\} (\text{D239})$$

For optimal hivrørsle blir absorpsjonslengda (D214)

$$d_3 = \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (\text{D240})$$

i samsvar med (D216).

Med innfallsretning $\gamma = 0$ og optimal jaging eller optimal stamping blir absorpsjonslengda

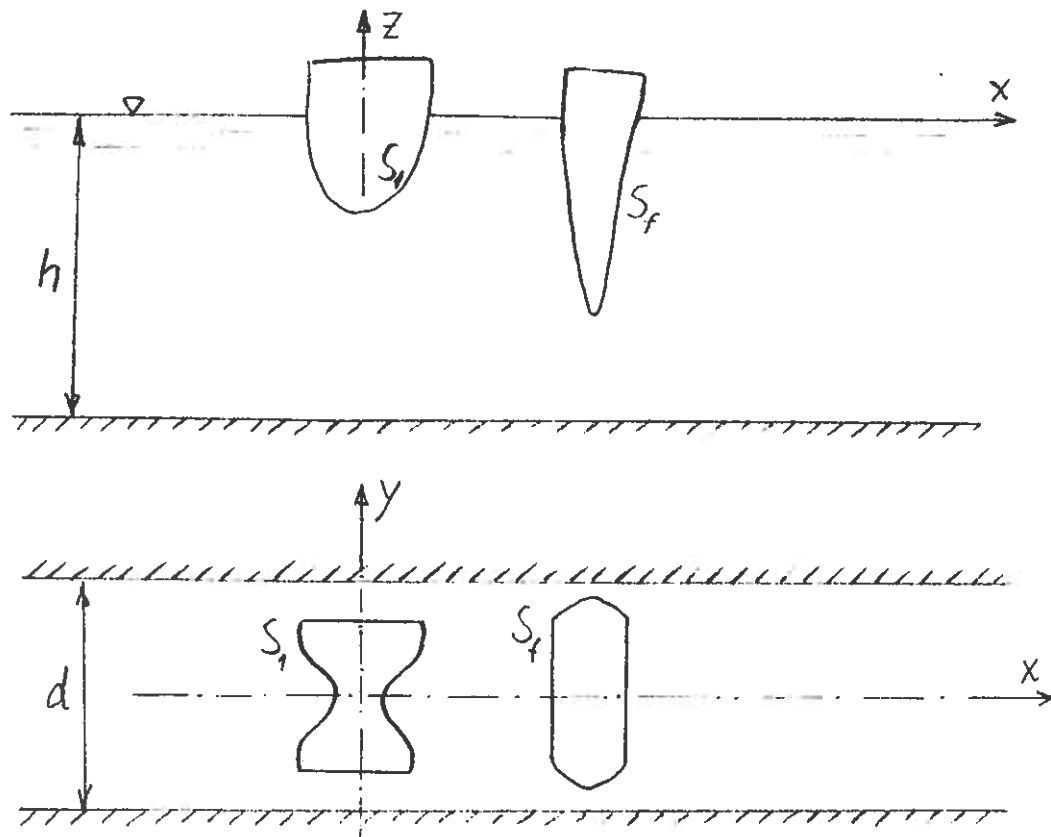
$$d_1(0) = d_5(0) = \frac{2}{k} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (\text{D241})$$

Det kan visast (Newman 1976) at med optimalt val av \hat{u}_3 og av \hat{u}_1 og/eller \hat{u}_5 kan me få maksimalt absorbert effekt

$$P_{\max} = \left(\frac{\lambda}{2\pi} + \frac{\lambda}{\pi} \right) K = \frac{3\lambda}{2\pi} K \quad (\text{D242})$$

Jfr. oppgave D3. Hiv-modusen genererer ei bølge som er symmetrisk om planet $x = 0$. Jagemodusen og rullemodusen genererer ei bølge som er antisymmetrisk om planet $x = 0$.

To-dimensjonalt tilfelle.



Det problemet me skal sjå på, er to-dimensjonalt i fjernfeltet, med di bølga der er ei plan bølge. Sjølve kroppen og nærfeltet kan vera to-dimensjonalt, men det er ikkje alltid nødvendig. Det kan t.d. vera eit modellforsøk i ei (uendeleg) lang bølgerenne med breidd d som er lita nok til at tverrsvingingar ikkje kan forplanta seg d.v.s. at

$$kd < \pi$$

Jfr. oppg. B2. Det kan og vera ei uendeleg lang rekkje av kroppar som er symmetriske om plana $y = nd/2$ der n er heiltal, og som har svingerørsler utan y -komponentar, nemleg jaging ($q = 1$), hiving ($q = 3$) og stamping ($q = 5$).

Fjernfeltet:

$$\hat{\psi} \rightarrow A(\theta)e(kz) \frac{1}{\sqrt{kr}} e^{-ikr}, \quad kr \rightarrow \infty \quad (D129-3)$$

$$\hat{\psi} \rightarrow A^{\pm} e(kz) e^{-ik|x|} \quad \text{når } kx \rightarrow \pm \infty \quad (D129-2)$$

$$I(\hat{\psi}_i, \hat{\psi}_j^*) = i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} A_i(\theta) A_j^*(\theta) d\theta \quad (D135-3)$$

For det to-dimensjonale tilfellet er S_{∞} ikkje ein sylinder med $r \rightarrow \infty$, men dei to plana $x = x_0 \rightarrow \infty$ og $x = x_{\pi} \rightarrow -\infty$. Pr. lengdeining i y -retning har me frå før

$$I(\hat{\psi}_i, \hat{\psi}_j^*)/d \equiv I'(\hat{\psi}_i, \hat{\psi}_j^*) = if(kh)(A_i^+ A_j^{+*} + A_i^- A_j^{-*}) \quad (D135-2)$$

Me bruker her apostrof (') for å markera storleik "pr. lengdeining". Me reknar ut den to-dimensjonale versjonen av (D165)

$$H_j(\gamma) = \sqrt{2\pi} A_j(\gamma) e^{i\pi/4} \quad (D165-3)$$

Av (D140) får me, når me integrerer over S_{∞} i staden for S_1

$$H(\gamma) = - \frac{k}{f(kh)} \int_{-h}^0 e^2(kz) dz \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik y \sin \gamma} dy$$

$$\times \left[e^{ikx_0 \cos \gamma} A^+ e^{-ikx_0} (-ik - ik \cos \gamma) \right. \\ \left. + e^{ikx_\pi \cos \gamma} A^- e^{ikx_\pi} (-ik + ik \cos \gamma) \right]$$

Me har (B73)

$$\int_{-h}^0 e^{2(kz)} dz = \frac{f(kh)}{2k}$$

og

$$\lim_{Y \rightarrow \infty} \frac{1}{2Y} \int_{-Y}^Y e^{iky \sin \gamma} dy = \begin{cases} 1 & \text{for } \sin \gamma = 0 \\ 0 & \text{for } \sin \gamma \neq 0 \end{cases}$$

Utrekna pr. lengdeeinng er altså $H'(\gamma) = H(\gamma)/2Y$ null om $\sin \gamma \neq 0$. For eit to-dimensjonalt tilfelle er det elles meiningslaust å ha $\sin \gamma \neq 0$.

Me har difor

$$H'(0) = -\frac{1}{2} A^+ (-ik - ik) = ikA^+$$

og

$$H'(\pi) = -\frac{1}{2} A^- (-ik + ik \cos \pi) = ikA^-$$

} (D165-2)

Med dette får me då av (D135-2) ein to-dimensjonal versjon av (D167)

$$I'(\psi_i, \psi_j^*) = \frac{if(kh)}{k^2} (H_i'(0)H_j'^*(0) + H_i'(\pi)H_j'^*(\pi)) \quad (D167-2)$$

Med ei superponering av ei innkomande bølge ϕ og ei bølge ψ som oppfyller strålingsvilkåret

$$\phi_{i,j} = \phi_{i,j} + \psi_{i,j} \quad (D136)$$

har me dei to-dimensjonale versjonane (D142) og (D172) med $\gamma = 0$ eller $\gamma = \pi$ (merk at $\gamma = \pi + \pi = 2\pi \hat{=} \gamma = 0$)

$$I'(\phi_i, \phi_j) = \frac{gf(kh)}{i\omega k} \left\{ \eta_{oi} H_j'(\pi + \gamma_i) - \eta_{oj} H_i'(\pi + \gamma_j) \right\} \quad (D142-2)$$

$$I'(\phi_i, \phi_j^*) = \frac{gf(kh)}{i\omega k} \left\{ \eta_{oi} H_j'^*(\gamma_i) + \eta_{oj}^* H_j'(\gamma_j) \right\} \quad (D172-2)$$

$$+ \frac{if(kh)}{k^2} \left\{ H_i'(0) H_j'^*(0) + H_i'(\pi) H_j'^*(\pi) \right\}$$

På lengda d (i y -retning) er det ei eksitasjonskraft $\hat{F}'_{e,q} d$, der $q = 1, 3$ eller 5 i det to-dimensjonale tilfellet. Med ei innkomande bølge ϕ_i har me for $\hat{F}'_{e,q}$ følgjande uttrykk

$$\hat{F}'_{e,q} = i\omega\rho I'(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \phi_q) \quad (D148-2)$$

$$= i\omega\rho I'(\hat{\phi}_i, \phi_q) \quad (D151-2)$$

$$= \frac{\rho gf(kh)}{k} \eta_{oi} h_q'(\pi + \gamma) \quad (D149-2)$$

der $\gamma = 0$ eller $\gamma = \pi$ etter som den innkomande bølge går i positiv eller negativ x -retning.

På lengda d (i y -retning) er det ei strålingsresistansmatrise $R'_{ij} d$, der $i, j = 1, 3$ eller 5 , og der

$$R'_{ij} = -\frac{i\omega\rho}{2} I'(\phi_i, \phi_j^*) \quad (D173-2)$$

$$= \frac{\omega\rho f(kh)}{2k^2} \left\{ h_i'(0) h_j'^*(0) + h_i'(\pi) h_j'^*(\pi) \right\} \quad (D174-2)$$

Siste leddet i (D174-2) representerer den effekten som strålar ut i negativ x -retning.

På lengda d (i y -retning) er den absorberte effekten $P' d$ der

$$P' = P'_i - P'_r \quad (D189-2)$$

med

$$P'_i = \text{Re} \left\{ \frac{i\omega\rho}{2} I'(\hat{\phi}_i + \hat{\psi}_d, \hat{\phi}_i^*) \right\} \quad (D190-2)$$

$$= \text{Re} \sum_{q=1,3,5} \left(\frac{1}{2} \hat{F}'_{e,q} \hat{u}_q^* \right) \quad (D195-2)$$

og med

$$P'_r = - \frac{i\omega\rho}{4} I'(\hat{\phi}_r, \hat{\phi}_r^*) \quad (\text{D191-2})$$

$$= \sum_{\substack{i,j= \\ 1,3,5}} \left(\frac{1}{2} R'_{ji} \hat{u}_i \hat{u}_j^* \right) \quad (\text{D196-2})$$

På lengda d (i y -retning) er eksitasjonskraftkoeffisienten

$$\kappa'_q(\gamma)d = \frac{\hat{F}_{e,q}}{\eta_{oi}} = \frac{\rho g f(kh)d}{k} h'_q(\pi + \gamma) \quad (\text{D206-2})$$

($\gamma = 0, \pi$). Med bruk av (D174-2) får me samanhengen

$$R'_{ij} = \frac{\omega}{2\rho g^2 f(kh)} \left\{ \kappa'_i(\pi) \kappa'_j{}^*(\pi) + \kappa'_i(0) \kappa'_j{}^*(0) \right\} \quad (\text{D210-2})$$

Me skal seinare generalisera desse resultatata til tilfellet med skrått innfall mot ei uendeleg lang rekkje av svingande kroppar. Sjå (K30) og (K45).

Effektabsorpsjon med ein modus i det to-dimensjonale tilfellet.

Me ser på ein modus $q = 1, 3$ eller 5 . Etter ovanstående har me for den absorberte effekten pr. lengdeining

$$P' = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{F}'_{e,q} \hat{u}_q^*) - \frac{1}{2} R'_{qq} |\hat{u}_q|^2 \quad (\text{D251})$$

Med ei plan innkomande bølge som forplantar seg i positiv x -retning (d.v.s $\gamma = 0$) er effekttransporten pr. lengdeining gjeven av (B75)

$$K = \frac{\rho g^2 f(kh)}{4\omega} |\eta_o|^2 \quad (\text{D252})$$

Me fører inn fasevinkelen β_q mellom fart og eksitasjonskraft

$$e^{i\beta_q} = \frac{\hat{u}_q}{\hat{F}'_{e,q}} \left| \frac{\hat{F}'_{e,q}}{\hat{u}_q} \right| \quad (\text{D253})$$

Sidan me har berre ein modus, sløyfer me indeksen q :

Me har no

$$\frac{P'}{K} = \frac{2\omega}{\rho g^2 f(kh)} \left(\frac{|\hat{F}'_e \hat{u}|}{|\eta_0|^2} \cos\beta - R' \left| \frac{\hat{u}}{\eta_0} \right|^2 \right) \quad (D254)$$

Me set inn for \hat{F}'_e frå (D149-2) og for R' frå (D174-2):

$$\begin{aligned} \frac{P'}{K} &= \frac{2\omega}{\rho g^2 f(kh)} \left(\frac{\rho g f(kh)}{k} |h'(\pi)| \left| \frac{\hat{u}}{\eta_0} \right| \cos\beta \right. \\ &\quad \left. - \frac{\omega \rho f(kh)}{2k^2} (|h'(0)|^2 + |h'(\pi)|^2) \left| \frac{\hat{u}}{\eta_0} \right|^2 \right) \end{aligned} \quad (D255)$$

$$\begin{aligned} \frac{P'}{K} &= \frac{2\omega^2}{gk} |h'(\pi)| \left| \frac{\hat{u}}{\omega \eta_0} \right|^2 \cos\beta \\ &\quad - \frac{\omega^4}{g^2 k^2} (|h'(0)|^2 + |h'(\pi)|^2) \left| \frac{\hat{u}}{\omega \eta_0} \right|^2 \end{aligned} \quad (D256)$$

Me fører inn den relative svingeamplituden

$$y = \frac{\omega^2}{gk} |h'(\pi)| \left| \frac{\hat{u}}{\omega \eta_0} \right| \quad (D257)$$

og får relativ absorbert effekt

$$\frac{P'}{K} = 2 y \cos\beta - (1 + |h'(0)/h'(\pi)|^2) y^2 \quad (D258)$$

For å få eit maksimum i den absorberte effekten må fasevilkåret

$$\beta = \beta_{\text{opt}} = 0 \quad (D259)$$

vera oppfylt. Det optimale punktet svarar til

$$y_{\text{opt}} = \left(\frac{P'}{K} \right)_{\text{max}} = \frac{1}{1 + |h'(0)/h'(\pi)|^2} \quad (D260)$$

For eit absorberande svingesystem som har høgre-venstresymmetri er $|h'(0)/h'(\pi)|^2 = 1$ slik at maksimalt halvparten av den innfallande energien kan bli absorbert.

Me ser av (D260) at dersom $|h'(0)/h'(\pi)| \ll 1$, vil all den innkomande energien kunna bli absorbert av svingesystemet.

Vilkåret er altså at svingesystemet strålar berre i den retninga den innkomande bølge kjem frå.

Svingesystem med høgre-venstre-symmetri.

Eit slikt svingesystem vil i hiv-modus generera ei symmetrisk bølge slik at

$$h'_3(0) = h'_3(\pi) = h'_3 \quad (D261)$$

I jagemodus eller stampemodus vil den genererte bølge vera antisymmetrisk

$$h'_{1,5}(\pi) = -h'_{1,5}(0) = -h'_{1,5} \quad (D262)$$

I begge tilfelle gjeld

$$|h'_q(\pi)| = |h'_q(0)| \quad (D263)$$

slik at $(P'/K)_{\text{maks}} = 1/2$ etter (D260).

Av (D174-2) og (D210-2) har me då for strålingsresistansen

$$\left. \begin{aligned} R'_{qq} &= \frac{\omega \rho f(kh)}{k^2} |h'_q|^2 = \frac{\omega |\kappa'_q|^2}{\rho g^2 f(kh)} \\ R'_{15} &= \frac{\omega \rho f(kh)}{k^2} h'_1 h'^*_5 = \frac{\omega \kappa_1 \kappa_5^*}{\rho g^2 f(kh)} \\ R'_{13} &= R'_{35} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (D264)$$

For hiv-modusen er den genererte bølge i fjernfeltet $\eta_r e^{-ik|x|}$ der me etter (B32), (D129-2) og (D165-2) har

$$\eta_r = \frac{i\omega}{-g} A^\pm = -\frac{\omega}{gk} h'_3 \hat{u}_3 = \tau_3 \hat{u}_3 \quad (D265)$$

der me har ført inn koeffisienten

$$\tau_3 = -\frac{\omega}{gk} h'_3 \quad (D266)$$

som har dimensjon av tid. Med bruk av (D206-2) og (D264) får me

$$\tau_3 = - \frac{\omega}{\rho g^2 f(kh)} \kappa_3' = - \frac{\omega |\kappa_3'|^2}{\rho g^2 f(kh) (\kappa_3')^*} \quad (\text{D267})$$

$$\tau_3^* = - \frac{R_{33}'}{\kappa_3'} \quad (\text{D268})$$

Dette resultatet skal me bruka seinare. Sjå (G14).

Elles må me vera merksam på at sjølv om kroppen S_1 har høgre-venstre-symmetri, så kan me oppnå at $|h_q(0)| \neq |h_q(\pi)|$ ved å plassera ein annan, stillestående, kropp S_f slik at diffraksjonen frå denne verkar inn på det totale bølgefeltet ved den absorberande kroppen S_1 . Dersom S_1 er ein punktabsorbator og S_f er ein reflekterande vegg som er sett bakom punktabsorbatoren, må me ha $h(0) = 0$. Optimalt får me då 100% energiabsorpsjon i samsvar med (D260). Jfr. også (G26) og dei eksperimenta som er nemnde i kap. G.

E. EKSITASJONSKRAFTEN

E1 - Innledning

$$\text{Likn. (D210): } R_{ij} = \frac{\omega k}{4\pi\rho g^2 f(kh)} \int_{-\pi}^{\pi} \kappa_i(\theta) \kappa_j^*(\theta) d\theta$$

Dette viser en sammenheng mellom et legemes evne til å oppta eksitasjonskrefter og et legemes evne til å stråle ut bølger. Et system som tar opp mye bølgekrefter fungerer også godt som bølgegenerator.

Eksempel - Sirkulærsymmetrisk legeme i hiv.

$$R_{33} = \frac{\omega k}{2\rho g^2 f(kh)} |\kappa_3|^2 \quad (\text{fra likn. (D210)})$$

Tidligere (kap.D) er det vist at maksimal absorpsjonslengde, $d_{3,\max}$, er uavhengig av $|\kappa_3|$

$$d_{3,\max} = \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi}$$

Derimot er ikke den tilsvarende optimale hastighetsamplituden uavhengig av $|\kappa_3|$

$$|\hat{u}_3|_{\text{opt}} = \frac{\rho g^2 f(kh)}{\omega k} \eta_0 \frac{1}{|\kappa_3|} \quad (\text{E1})$$

$$|\hat{\zeta}|_{\text{opt}} \propto \frac{1}{|\kappa_3|} \quad (\text{E2})$$

Optimal utsvingsamplitude og eksitasjonskraftkoeffisient er omvendt proporsjonale. Derfor - dersom $|\kappa_3|$ blir for liten vil $|\hat{\zeta}|_{\text{opt}}$ bli så stor at fundamentet for teorien, lineære forhold og ingen viskøse tap, bryter sammen før en når den optimale utsvingsamplitude.

En annen betraktningmåte er å tenke seg et system med en gitt begrensning på $|\hat{u}_3|$. En har optimal fase mellom κ_3 og \hat{u}_3 slik at absorbert effekt blir (likn. (D197)):

$$P = \frac{1}{2} |\kappa_3| |\hat{u}_3| \eta_0 - \frac{1}{2} R_{33} |\hat{u}_3|^2 \quad (\text{E3})$$

Insatt for R_{33}

$$P = \frac{1}{2} |\kappa_3| |\hat{u}_3| \eta_0 - \frac{\omega k}{4\rho g^2 f(kh)} |\kappa_3|^2 |\hat{u}_3|^2 \quad (\text{E4})$$

$$\frac{dP}{d|\kappa_3|} = \frac{1}{2}|\hat{u}_3|\eta_0 - \frac{\omega k}{2\rho g^2 f(kh)} |\hat{u}_3|^2 |\kappa_3| \quad (E5)$$

$$\frac{dP}{d|\kappa_3|} > 0 \text{ når } |\hat{u}_3| < \rho g^2 \frac{f(kh)}{\omega k} \frac{1}{|\kappa_3|} \eta_0 = |\hat{u}_3|_{\text{opt}} \quad (E6)$$

Dersom den gitte hastighetsamplituden er mindre enn den optimale, vil absorbert effekt øke når $|\kappa_3|$ øker. Med en gitt dimensjonerende størrelse (f.eks. overflate eller volum) er det ønskelig å forme dette slik at eksitasjonskraften blir så stor som mulig.

E2 - Generelle uttrykk for eksitasjonskraften

Innkommende bølge : $\hat{\phi}_i$
 Diffraktert bølge : $\hat{\psi}_d$

$$\hat{F}_{e,q} = i\omega\rho \underbrace{\iint_S \hat{\phi}_i n_q ds}_1 + i\omega\rho \underbrace{\iint_S \hat{\psi}_d n_q ds}_2 \quad (E7)$$

- 1 - Kraften fra den uforstyrrede, innkommende bølge. Betegnes ofte som "Froude-Krylov kraft". I det følgende vil betegnelsen $\hat{F}_{FK,q}$ bli benyttet for denne kraften.
- 2 - Kraften fra den diffrakterte bølgen. Betegnelsen $\hat{F}_{D,q}$ vil bli benyttet.

Haskindrelasjonen viser at diffraksjonskraften alternativt kan skrives som

$$\hat{F}_{D,q} = -i\omega\rho \iint_S \hat{\phi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial n} dS \quad (E8)$$

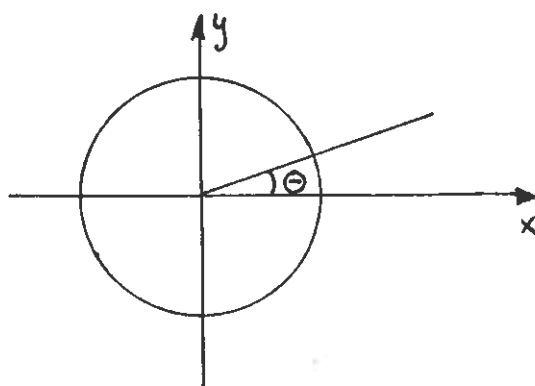
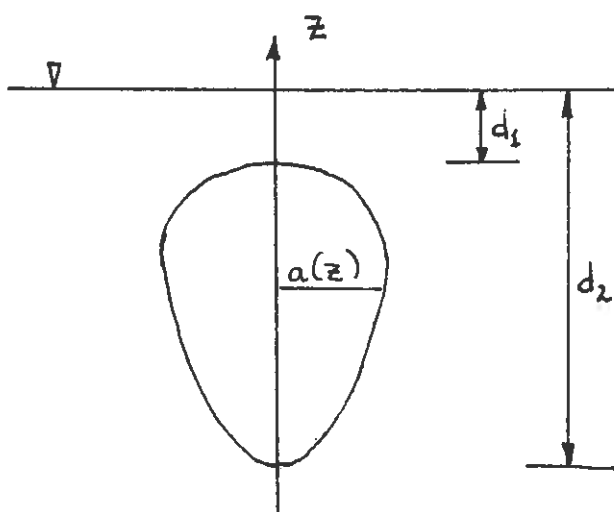
Tidligere er det vist en generell sammenheng mellom eksitasjonskraften i plane, harmoniske bølger og strålingsresistansen for harmoniske svingninger. I dette kapitlet skal det videre framover drøftes andre uttrykk for eksitasjons-

kraften. $\hat{F}_{FK,q}$ og $\hat{F}_{D,q}$ vil da bli studert hver for seg.

E3 - Froude-Krylov-kraften

$\hat{F}_{FK,q}$ kan i prinsipp enkelt bestemmes da den er utelukkende gitt av legemets form og den innkommende, uforstyrrede bølge. Diffraksjonsproblemet behøver ikke å løses.

Eks. - sirkulærsymmetrisk legeme



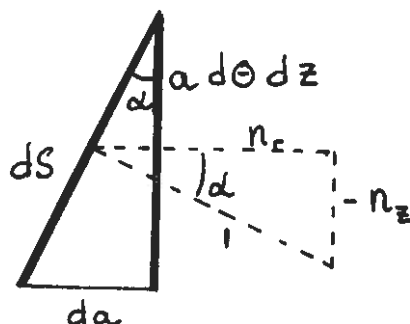
$$\hat{\phi}_i = -\frac{g}{i\omega} \eta_i e(kz) \exp(-ikx)$$

$$\kappa_{FK,q} = -\rho g \iint_S e(kz) \exp(-ika(z)\cos\theta) n_q dS \quad (E9)$$

Fra kap.D har en for sirkulærsymmetriske legemer:

$$n_q = (n_r \cos\theta, n_r \sin\theta, n_z, -n_M \sin\theta, n_M \cos\theta, 0)$$

$$n_M = (zn_r - rn_z)$$



$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{da}{dz} \quad (\text{E10})$$

$$\cos \alpha = \left(1 + \left(\frac{da}{dz}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{E11})$$

$$dS = \frac{1}{\cos \alpha} a d\theta dz = \left(1 + \left(\frac{da}{dz}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} a d\theta dz \quad (\text{E12})$$

$$n_r = \cos \alpha = \left(1 + \left(\frac{da}{dz}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{E13})$$

$$n_z = -\sin \alpha = -\operatorname{tg} \alpha \cos \alpha = -\frac{da}{dz} \left(1 + \left(\frac{da}{dz}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{E14})$$

$$n_M = \left(z + a \frac{da}{dz}\right) \left(1 + \left(\frac{da}{dz}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{E15})$$

Innfører

$$m_q = \left(\cos \theta, \sin \theta, -\frac{da}{dz}, -\left(z + a \frac{da}{dz}\right) \sin \theta, \left(z + a \frac{da}{dz}\right) \cos \theta, 0\right) \quad (\text{E16})$$

Slik at

$$\kappa_{\text{FK},q} = -\rho g \int_{-d_2}^{-d_1} \int_0^{2\pi} e(kz) \exp(-ika(z) \cos \theta) m_q a d\theta dz \quad (\text{E17})$$

I slingring og rulling gir integrasjon over θ i begge tilfellene null som ventet.

$$\hat{\kappa}_{\text{FK},2} = \hat{\kappa}_{\text{FK},4} = 0 \quad (\text{E18})$$

Hiv :

$$\int_0^{2\pi} \exp(-ika \cos \theta) d\theta = 2\pi J_0(ka) \quad (\text{E19})$$

$J_0(ka)$ - Besselfunksjon av orden 0.

$$\kappa_{\text{FK},3} = \rho g \pi \int_{-d_2}^{-d_1} e(kz) J_0(ka) \frac{da^2}{dz} dz \quad (\text{E20})$$

Dette kan sammenliknes med den hydrostatiske fjærkraften på et legeme med vannplanareal, A_V . Et såkalt effektivt vannplanareal defineres ved $A_{V,eff}$:

$$A_{V,eff} = \pi \int_{-d_2}^{-d_1} e(kz) J_0(ka) \frac{da^2}{dz} dz \quad (E21)$$

slik at

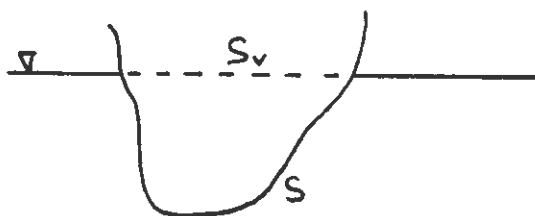
$$\kappa_{FK,3} = \rho g A_{V,eff} \quad (E22)$$

Spesialtilfelle - $ka \ll 1$, $kd_2 \ll 1$, $d_1 = 0$:

$$A_{V,eff} = \pi a^2 = A_V \quad (E23)$$

Froude-Krylov-kraften på små legemer

Som mest generelt tilfelle behandles et legeme som flyter. Et fullstendig neddykket legeme framkommer som et spesialtilfelle av dette.



S_V - vannplanarealet

S - vøtet overflate.

a) $q = 1, 2, 3$ (kreftene)

\vec{e}_q - enhetsvektor i q -retning.

$$\hat{F}_{FK,q} = i\omega\rho \left\{ \iint_{S_V+S} \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot \vec{n} dS - \iint_{S_V} \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot \vec{k} dS \right\} \quad (E24)$$

Merk at det siste leddet gir bidrag kun når $q = 3$; d.v.s. i hiv.

Det første integralet utvikles ved å bruke Gauss setning

$$i\omega\rho \iint_{S_V+S} \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot \vec{n} dS = i\omega\rho \iiint_V (\nabla \hat{\phi}_i)_q dV \quad (E25)$$

For små legemer sammenliknet med bølgelengden kan $\nabla \hat{\phi}_i$

betraktes som konstant over legemet lik verdien i middelposisjon.

$\vec{\hat{a}}$ - amplituden til partikkelakselerasjonen i den innkommende bølgen.

Indeks o representerer verdien i legemets middelposisjon.

Videre benyttes

$$-i\omega\hat{\phi}_i = g \hat{\eta}_i \quad \text{på } z = 0$$

Dette gir

$$\boxed{\hat{F}_{FK,q} = \rho V \hat{a}_{q,o} + \rho g \hat{\eta}_i A_V \delta_{3,q}} \quad (E26)$$

V - nedsenket volum

A_V - vannplanareal

b) $q = 4, 5, 6$ (momentene)

Innfører momentvektor, \vec{M} , istedet for generalisert kraft.

Går da tilbake til å benytte $q = 1, 2, 3$

(E27)

$$M_{FK,q} = i\omega\rho \left\{ \int_{S+S_V} \int \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot (\vec{r} \times \vec{n}) dS - \int_{S_V} \int \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot (\vec{r} \times \vec{k}) dS \right\}$$

$$\vec{r} \times \vec{k} = y \vec{i} - x \vec{j} \quad (E28)$$

Det siste leddet gir altså bidrag i rulling og stamping

(E29)

$$\int_{S_V+S} \int \hat{\phi}_i \vec{e}_q \cdot (\vec{r} \times \vec{n}) dS = \int_{S_V+S} \int \hat{\phi}_i (\vec{e}_q \times \vec{r}) \cdot \vec{n} dS = \int_V \int \int \nabla \cdot (\hat{\phi}_i \vec{e}_q \times \vec{r}) dS$$

$$\nabla \cdot (\hat{\phi}_i \vec{e}_q \times \vec{r}) = \frac{\partial}{\partial r_\ell} (\hat{\phi}_i \epsilon_{\ell kp} e_{q,k} r_p) \quad (E30)$$

Her er benyttet summekonvensjon samt følgende definisjon på

$\epsilon_{\ell kp}$:

$$\epsilon_{\ell kp} = \begin{cases} 1 & ; \ell \neq k \neq p & \text{like permutasjon} \\ -1 & ; \ell \neq k \neq p & \text{ulike permutasjon} \\ 0 & ; \text{ellers} \end{cases} \quad (E31)$$

Videre gjelder

$$e_{q,k} = \delta_{q,k}$$

$$\nabla \cdot (\hat{\phi}_i \vec{e}_q \times \vec{r}) = \frac{\partial}{\partial r_\ell} (\hat{\phi}_i \epsilon_{\ell qp} r_p) = \epsilon_{\ell qp} r_p \frac{\partial}{\partial r_\ell} (\hat{\phi}_i) \quad (E32)$$

For små legemer kan også her verdien på $\nabla \hat{\phi}_i$ taes i legemets middeposisjon.

Innfører:

$$\Gamma_P = \iiint_V r_P dV \quad (E33)$$

$$S_y = \iint_{S_V} y dS \quad (E34)$$

$$S_x = \iint_{S_V} x dS \quad (E35)$$

Videre benyttes :

$$\epsilon_{\ell qp} \hat{a}_{\ell,0} \Gamma_P = \epsilon_{qp\ell} \Gamma_P \hat{a}_{\ell,0} = (\vec{r}_x \hat{a}_0)_q \quad (E36)$$

Slik at

$$M_{FK,q} = \rho (\vec{r}_x \hat{a}_0)_q + \rho g \hat{\eta}_i S_y \delta_{1,q} - \rho g \hat{\eta}_i S_x \delta_{2,q} \quad (E37)$$

E4 - Diffraksjonskraften på små legemer

$$\text{Likn. (E8) : } \hat{F}_{D,q} = - i\omega\rho \iint_S \hat{\psi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial n} dS$$

Dette utvikles videre :

$$\begin{aligned} \hat{F}_{D,q} &= - i\omega\rho \iint_S \hat{\psi}_q \nabla \hat{\phi}_i \cdot \vec{n} dS \\ &= - i\omega\rho \iint_S \hat{\psi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial r_\ell} n_\ell dS \quad ; \ell = 1, 2, 3 \\ &= - i\omega\rho \iint_S \hat{\psi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial r_\ell} \frac{\partial \hat{\phi}_\ell}{\partial n} dS \end{aligned} \quad (E38)$$

På samme måte som tidligere taes verdien i legemets middeposisjon :

$$\hat{F}_{D,q} = \hat{v}_{\ell,0} \left\{ -i\omega\rho \iint_S \hat{\psi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_\ell}{\partial n} dS \right\} \quad (E39)$$

hvor \hat{v} er amplituden til partikkelhastigheten i den innkommende bølgen. Fra likn. (D38) :

$$\hat{F}_{D,q} = \hat{v}_{\ell,o} Z_{\ell,q} = Z_{q\ell} \hat{v}_{\ell,o} \quad (E40)$$

$$\hat{F}_{D,q} = \sum_{\ell=1}^3 \{ R_{q\ell} \hat{v}_{\ell,o} + m_{q\ell} \hat{a}_{\ell,o} \} \quad (E41)$$

Til likn. (41) skal det knyttes noen kommentarer.

1. $F_{D,q}$ slik den framkommer i (E41) er sammensatt av to ledd.

* Ledd i fase med partikkelakselerasjonen.

* Ledd i fase med partikkelhastigheten.

2. Hvilket av de to leddene er av størst betydning når $ka \rightarrow 0$, hvor a er en karakteristisk dimensjon til legemet?

Fri overflatebetingelse kan skrives på formen

$$-ka\varphi_q + \frac{\partial\varphi_q}{\partial(za)} = 0 \quad \text{på } z = 0 \quad (E42)$$

$$ka \rightarrow 0 \text{ gir } \frac{\partial\varphi_q}{\partial(za)} = 0 \quad \text{på } z = 0 \quad (E43)$$

I denne grensen går fri overflatebetingelse over til å bli den samme som overflatebetingelsen på en stiv vegg. Med andre ord kan fri overflate betraktes som et speilplan og forholdene kan beskrives som et legeme som beveger seg i et ∞ medium. Et legeme som beveger seg i ∞ medium kan i tidsmiddel ikke stråle ut noe energi (da det ikke er noen bølger som kan transportere bort energien). Dermed vil impedansen, Z , være rent imaginær (reaktiv). Konklusjonen på dette blir:

$$ka \rightarrow 0 \text{ gir } X_{ij} = \omega m_{ij} \gg R_{ij} \quad (E44)$$

Dermed vil leddet hvor partikkelakselerasjonen inngår være dominerende når $ka \rightarrow 0$

$$\hat{F}_{D,q} = \sum_{\ell=1}^3 m_{q\ell} \hat{a}_{\ell,o} \quad (E45)$$

3. Sirkulærsymmetrisk legeme om z-aksen. Det henvises til likn. (D239).

$$\hat{F}_{D,q} = m_{qq} \hat{a}_{q,0} ; \quad q = 1,2,3 \quad (E46)$$

$$\hat{F}_{D,4} = m_{42} \hat{a}_{2,0} \quad (E47)$$

$$\hat{F}_{D,5} = m_{51} \hat{a}_{1,0} \quad (E48)$$

4. Ofte vil $m_{qq} \propto V$ for $ka \rightarrow 0$
 Dette medfører at $F_{D,q}$ gir bidrag til samme orden som $F_{FK,q}$ (ikke for flytende legeme i hiv).

E5 - Storvolumskonstruksjoner

Med storvolumskonstruksjoner menes legemer hvor den karakteristiske dimensjon ikke er liten sammenliknet med bølgelengden. Det hydrodynamiske problemet lar seg løse eksakt når det ikke-homogene randkravet skal tilfredsstilles på koordinatflater. Eksempler på dette er sirkulær sylinder fra havbunnen opp gjennom overflaten og vertikal vegg. For enkelte storvolumskonstruksjoner kan en i gitte situasjoner splitte opp legemet i i 2-dimensjonale striper hvor $ka \ll 1$ og deretter integrere opp over stripene. Dette er såkalt stripeteori og er anvendelig f.eks. for lange, slanke konstruksjoner (skip) i sidesjø.

Den mest generelle metoden for å finne krefter på storvolumskonstruksjoner vil likevel være såkalte "kilde-sluk-beregninger" - beregninger hvor Greens funksjon benyttes. Dette er en metode som i prinsipp kan benyttes på alle typer legemer. I praksis vil imidlertid datamaskinkapasiteten sette en begrensning på legemets størrelse og på nøyaktigheten i beregningene. Framgangsmåten er først å finne analytisk en Greens funksjon som tilfredsstillende de homogene likningene og deretter bestemme numerisk en fordeling av kilder og sluk over legemets overflate slik at ikke-homogene randkrav tilfredsstilles. Det skal her kun gies en kort presentasjon av løsningsmetoden.

$$\hat{\phi} = \phi_i + \sum_{q=1}^6 \phi_q \hat{u}_q + \hat{\psi}_d \quad (E49)$$

Følgende skal være oppfylt:

$$1. \quad \nabla^2 \hat{\phi} = 0 \quad \text{i væsker} \quad (E50)$$

$$2. \quad \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} = 0 \quad \text{på } z = h \quad (E51)$$

$$3. \quad -\omega^2 \hat{\phi} + g \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} = 0 \quad \text{på } z = 0 \quad (E52)$$

$$4. \quad \hat{\phi}_q \text{ og } \hat{\psi}_d \text{ representerer} \quad (E53)$$

utgående bølge i $r \rightarrow \infty$

$$5. \quad \frac{\partial \hat{\phi}_q}{\partial n} = n_q \quad \text{på } S$$

$$\frac{\partial \hat{\psi}_d}{\partial n} = - \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial n} \quad \text{på } S \quad (E54)$$

Greens funksjon, $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$, tilfredsstillers likn. (E50), (E51), (E52) og (E53) bortsett fra i $\vec{r} = \vec{r}_0$ hvor $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ har en singularitet. I dette tilfellet viser det seg hensiktsmessig å innføre en singularitet av typer kilde/sluk :

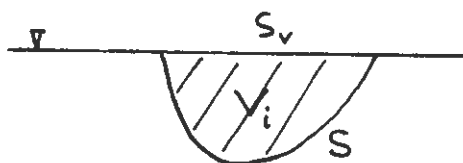
$$G(\vec{r}|\vec{r}_0) = \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_0|} + g(\vec{r}|\vec{r}_0) \quad (E55)$$

hvor $g(\vec{r}|\vec{r}_0)$ tilfredsstillers likn. (E50), (E51), (E52) og (E53) uten noen form for singularitet i væsken.

Ut fra Greens setning kan det vises at potensialet i et vilkårlig punkt, \vec{r}_1 , i væsken kan skrives som

$$\phi(\vec{r}_1) = \iint_S Q(\vec{r}_0) G(\vec{r}_1|\vec{r}_0) dS \quad (E56)$$

hvor \vec{r}_0 er koordinatvektor til punkter på S . En forutsetning for at $\phi(\vec{r}_1)$ kan uttrykkes slik som likn. (E56) angir, er at følgende homogene "innvendige" problem ikke har noen løsning.



$$\nabla^2 \phi_i = 0 \quad \text{i } V_i \quad (E57)$$

$$-\omega^2 \varphi_i + g \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} = 0 \text{ på } S_v \quad (\text{E58})$$

$$\varphi_i = 0 \quad \text{på } S \quad (\text{E59})$$

Dersom dette problemet har løsning, kan ikke $\phi(\vec{r}_i)$ representeres slik som angitt i likn. (E56). For visse frekvenser, ω_{ir} , vil likn. (E57), (E58) og (E59) ha løsning. Dette betegnes ofte som irregulære frekvenser. Dersom et hydrodynamisk problem løses numerisk ut fra likn. (E56), vil det opptre numeriske ustabiliteter omkring $\omega = \omega_{ir}$.

Det er mulig å regne ut $g(\vec{r}|\vec{r}_0)$ analytisk. Referanse til dette er f.eks. :

Faltinsen og Michelsen "Motion of Large Structures in Waves at zero Froude number".
DnV-publication no.90 - sept 75.

Med analytisk uttrykk for $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ kan $Q(\vec{r}_0)$ bestemmes numerisk. Det ikke-homogene randkravet (likn. (E54)) benyttes da. Legemets overflate, S , deles inn i m flateelementer. Likn. (E54) kan skrives på diskretisert form.

$$n_{q,i} = -2\pi Q_{q,i} + \sum_{j \neq i} Q_{q,j} \frac{\partial}{\partial n} G(\vec{r}_i|\vec{r}_j) \quad (\text{E60})$$

$$-\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = -2\pi Q_{d,i} + \sum_{j \neq i} Q_{d,j} \frac{\partial}{\partial n} G(\vec{r}_i|\vec{r}_j) \quad (\text{E61})$$

hvor r_i , r_j er koordinatvektorer til flateelementer på legemets overflate. Leddet $-2\pi Q_i$ framkommer ved å studere

$$I = \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_i} \iint_A Q_i \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} dS \quad (\text{E62})$$

hvor A er et endelig areal på S med middepunkt i \vec{r}_i . For hver enkelt mode samt for diffraksjonen kan det diskretiserte problemet altså skrives som m likninger med m ukjente :

$$\vec{n} = A \vec{Q} \quad (\text{E63})$$

$$\underline{Q} = A^{-1} \underline{n} \quad (E64)$$

Merk - alle diagonalelementene i A har verdien -2π . Når A er bestemt, kan \underline{Q} bestemmes ut fra likn. (E60), evt. likn. (E61). Når \underline{Q} er kjent, kan ϕ i et vilkårlig punkt i væsken bestemmes ut fra likn. (E56). Når ϕ er kjent, kan de hydrodynamiske kreftene bestemmes.

Kommentarer til metoden :

1. Metoden krever stor regnekapasitet. Den har derfor først blitt tatt i bruk i større utstrekning de siste årene.
2. Bruk av symmetri kan redusere antall regneoperasjoner betraktelig med uforandret regnenøyaktighet.
3. Veritasprogrammet NV459 benytter seg av metoden. Det er i dette programmet mulig å legge inn to symmetriplan.
4. Metoden slik den er presentert her er 3-dimensjonal. Det eksisterer tilsvarende 2-dimensjonale metoder.

F. IKKE-LINEÆRE EFFEKTER

F1 - Innledning

Fra likn. (E1) gjelder for isolert bøye :

$$|\hat{u}_3|_{\text{opt}} = \frac{\rho g^2 f(kh)}{\omega k} \eta_0 \frac{1}{|k_3|}$$

Til 1.orden ($ka \ll 1$, punktabsorbator) :

$$|k_3| \propto \begin{cases} A_v & \text{for flytende legemer} \\ V & \text{for neddykkede legemer} \end{cases}$$

Avtagende dimensjoner gir økende $|\hat{u}_3|_{\text{opt}}$. I sin tur gir dette økende ikke-lineære effekter. For å utnytte punktabsorbatoren ("sugeeffekten") er det ønskelig å ha en så liten konstruksjon som mulig. En nedre grense vil imidlertid bli satt av ikke-lineære effekter.

Typen av ikke-lineariteter :

1. Ikke-lineariteter i de hydrodynamiske grunnlikningene.
2. Ikke-lineariteter på grunn av at legemet beveger seg.
3. Viskøse tap.
4. Ikke-lineariteter generert av maskineri.

Disse skal behandles hver for seg i avsnittene videre framover. Hele kapittel F. er mest ment å gi et overblikk over emnet uten å gå i detalj.

F2 - Ikke-lineariteter i de hydrodynamiske grunnlikningene

Fri overflatebetingelse er ikke-lineær.

a) Dynamisk (konstant trykk på overflaten = lufttrykket) :

$$g\eta + \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \Phi)^2 = 0 \quad \text{på } z = \eta \quad (\text{F1})$$

b) Kinematisk (væskepartikkel som er på overflaten forblir å være på overflaten)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{D}{Dt} \eta = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \Phi \cdot \nabla \eta \quad \text{på } z = \eta \quad (\text{F2})$$

Disse likningene må benyttes dersom f.eks. ikke-lineariteter i innkommende bølge skal beskrives. Lineær teori for hav-

bølger holder bra for $H \lesssim 0.1 \lambda$.

For å regne ut de hydrodynamiske kreftene benyttes Bernoulli, som har et ikke-lineært ledd:

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (\nabla \Phi)^2 \quad (\text{F3})$$

Disse ikke-lineære effektene er i prinsipp ikke knyttet til legemets bevegelse. For et bølgekraftverk (og da spesielt et kraftverk med karakter av punktabsorbator) vil legemets bevegelse være betydelig. Dette gir opphav til andre typer ikke-lineære effekter som trolig har større betydning.

I dette avsnittet skal det også gjøres en kommentar om bølgedrivkrefter. Både effekt- og impulstransport i en regulær bølge er en bilinear effekt (2.ordens effekt).

Fra tidligere har vi :

$$K \propto |\hat{\eta}|^2 \quad (\text{F4})$$

På samme måte vil en bølge ha en netto impulstransport. På dypt vann gjelder

$$\bar{M}_x = \frac{1}{\lambda} \rho \int_0^\lambda \int_{-\infty}^{\eta} u dz dx \quad (\text{F5})$$

Ved å utvikle dette til 2. orden med

$$\eta = |\hat{\eta}| \sin \omega t \quad (\text{F6})$$

$$u = \omega |\hat{\eta}| \exp(kz) \sin \omega t \quad (\text{F7})$$

finner en :

$$I = v_g \bar{M}_x = \frac{1}{4} \rho g |\eta|^2 \quad (\text{F8})$$

Dette medfører at dersom energi skal absorberes må det samtidig absorberes en impuls, eller med andre ord vil konstruksjonen bli utsatt for en drivkraft.

$$F_{\text{driv}} = \frac{1}{4} \rho g \{ |\hat{\eta}_i|^2 + |\hat{\eta}_r|^2 - |\hat{\eta}_t|^2 \} \quad (\text{F9})$$

hvor η_i er innkommende bølge, η_r er reflektert bølge og η_t er transmittert bølge. Liknede uttrykk finnes for endelig vanddyb. - jmf. Longuet-Higgins; Proc.R.Soc. A 352 463 - 480 (77).

F3 - Ikke-lineære effekter som følge av at legemet beveger seg.

Legemets bevegelse kan skrives som

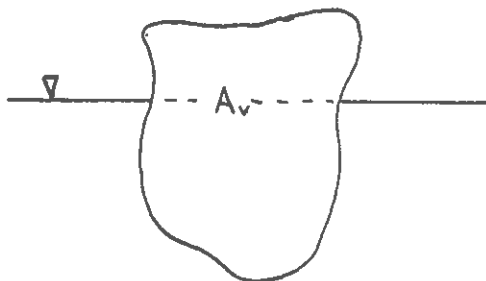
$$M \ddot{\vec{x}} + R \dot{\vec{x}} + S \vec{x} = \vec{F} e^{i\omega t} \quad (F10)$$

hvor M , R og S er 6×6 - matriser.

Merk at det er kun i stasjonære, harmoniske tilfeller det har mening å snakke om M , R , S og \vec{F} som konstante koeffisienter. Selv om vi har regulære bølger inn, vil koeffisientene være avhengig av legemets posisjon. I og med at legemets bevegelse er betydelig vil dette gi opphav til ikke-lineariteter.

Stivheten

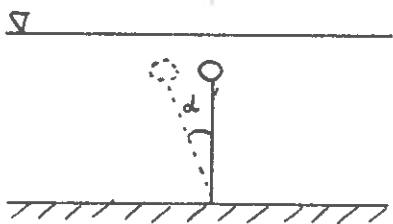
Eks. 1 - flytende legeme i hiv



$$A_v = A_v(\eta)$$

$$\text{gir } S_{33} = \rho g A_v = S_{33}(\eta)$$

Eks. 2 - neddykket system, opphengt som omvendt pendel, i jag.

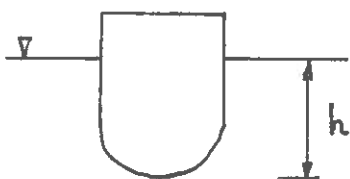


Jagekraften fra forankringen.

$$F_s = F_{s,0} \sin \alpha .$$

Eksitasjonskraften

Eks. - Legeme i hiv.



$$F_{e,3} \propto e^{-hk}$$

$$\text{gir } F_{e,3} = F_{e,3}(\eta)$$

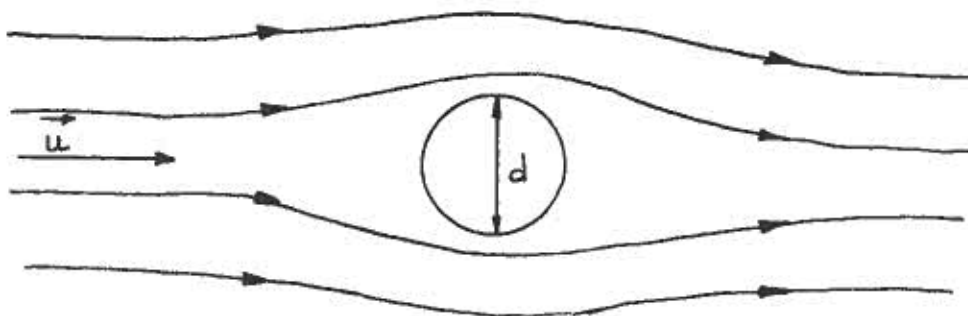
Merk sammenhengen mellom R og F_e . For et legeme i jag vil en tilsvarende ikke-linearitet oppstå, men nå vil det være fasen på F_e som varierer.

Addert masse

Også addert masse er avhengig av nedsenkingen, h . For svært store h vil addert masse gå over til å bli den som gjelder for ∞ medium.

F4 - Viskositet

Som utgangspunkt - stasjonær strømming om en sylinder.



På grunn av viskositeten blir sylinderen utsatt for en dragkraft, F_{Dr} . I forbindelse med viskøse krefter benyttes Reynolds tall som ikke-dimensjonalt tall. (ℓ er en karakteristisk lengde) :

$$R = \frac{u\ell}{\nu} \quad (F11)$$

hvor ν er kinematisk viskositet ($\sim 10^{-6} \frac{m^2}{s}$ for vann). For svært små R ($\leq 10^2$): $F_{Dr} \propto u$. Dette er imidlertid stort sett et uaktuelt område for marine konstruksjoner. I et forholdsvis stort område ($R \sim 10^2 - 10^5$) gjelder

$$F_{Dr} = \frac{1}{2} \rho C_d A u^2 \quad (F12)$$

hvor A er tverrsnittet vinkelrett på strømmingen. I dette tilfellet er $F_{Dr} \propto u^2$, d.v.s. et ikke-lineært ledd. DnV benytter $C_d = 0.7$ i sine spesifikasjoner.

For $R \geq 10^5$ foregår en omvandling fra laminært til turbulent grenseskikt. Dette er i høyeste grad en ikke-lineær effekt.

Fig.F1 viser C_d for en kule.

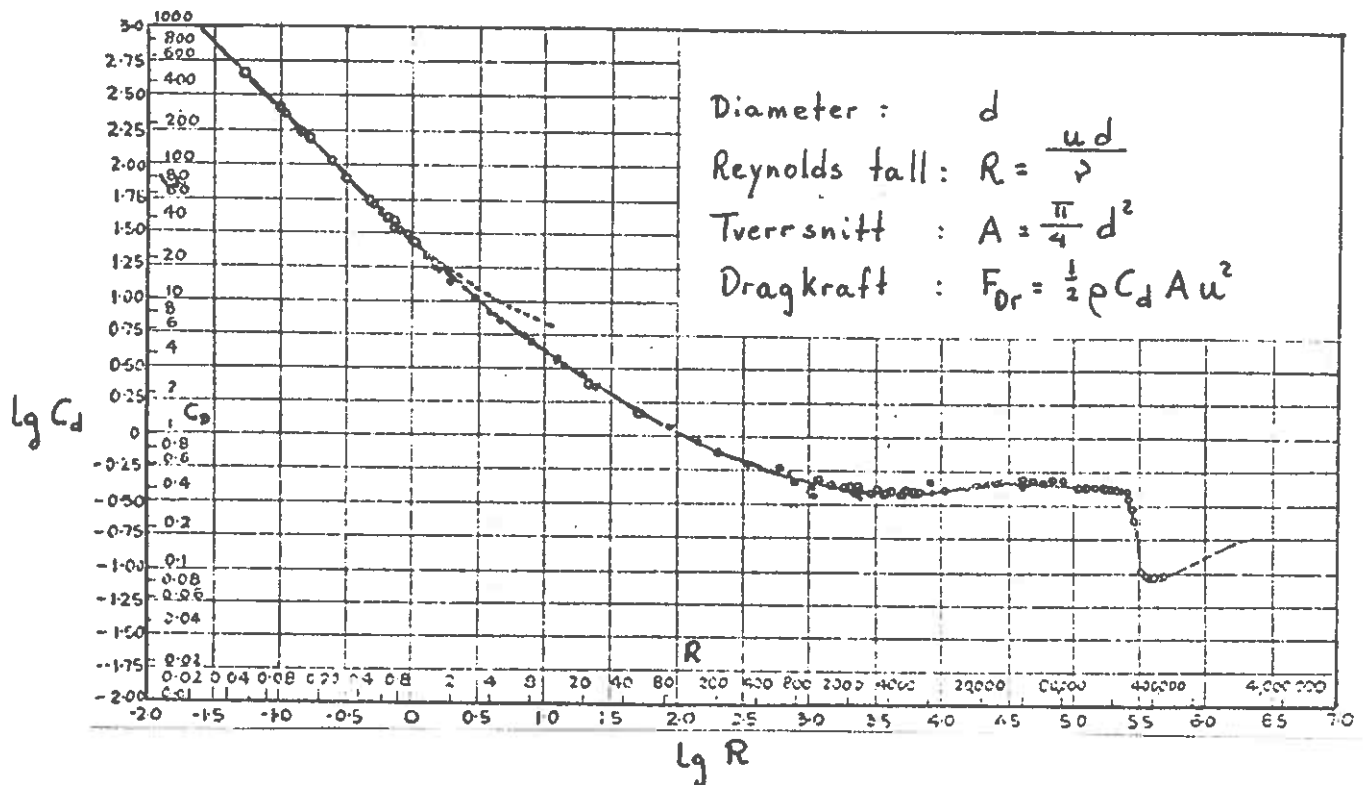


Fig. F1. Dragkoeffisienten på en kule. Stiplet linje er basert på teori for lave Reynoldstall. Figuren er hentet fra Gouldstein (ed.) - "Modern developments in fluid dynamics." 1938 - Oxford University Press.

Fra stasjonær strømning skal vi gå over til en oscillerende strømning og bevegelse :

$$u = \hat{u} e^{i\omega t}$$

evnt. $\vec{x} = \vec{\hat{x}} e^{i\omega t}$

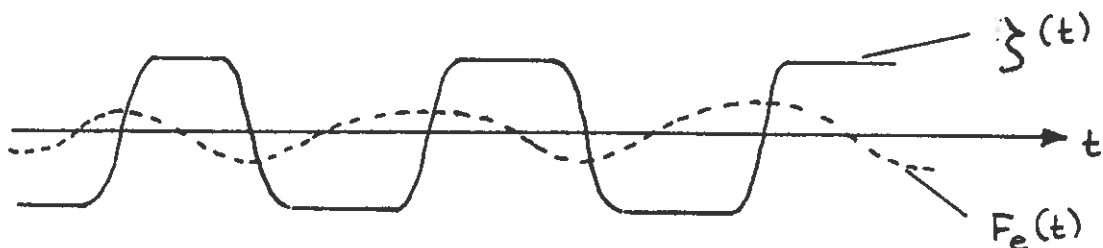
Dette er et lite utviklet fagfelt. Ut fra forsøk viser det seg at et tydeligvis svært viktig ikke-dimensjonalt tall for denslags strømninger er Keulegan-Carpenter tallet, K :

$$K = \frac{|\hat{u}| \cdot T}{\ell} = 2\pi \frac{|\hat{\eta}|}{\ell} \quad (F13)$$

Dette tallet sier noe om hvor langt en væskepartikkel beveger seg i forhold til en karakteristisk lengde. Dette har igjen noe med hva slags hvirvelbilde som oppstår omkring legemet. For en situasjon hvor legemet beveger seg markant bør muligens den relative hastighet mellom legeme og væskepartikkel inngå (dette er en ren hypotese). En annen ting man skulle vente er at for svært store K burde teorien gå over til den for stasjonær strømning. Merk forøvrig at i uttrykket for K inngår ingen naturkonstanter (så som g eller ν). K er en rent geometrisk størrelse, og K er konstant når $|\hat{\eta}|/\ell$ er konstant. Det er vanlig å regne at hvirvlinger ikke oppstår som en merkbar effekt før $K > 3$.

F5 - Ikke-lineariteter generert av maskineri

I maskineriet vil det være lineær demping for å produsere energi. I tillegg vil maskineriet også ha ikke-lineær demping. Det er aktuelt å sette en øvre grense på legemets utsving. Videre er det aktuelt å styre legemets bevegelse for å oppnå f.eks. optimale faseforhold.



I det tilfellet som er skissert i figuren har vi en meget markant ikke-lineær demping fra maskineriet. En slik type bevegelse blir behandlet mer i kapittel G.

G. PUNKTABSORBATOR

I dette kapitlet følgjer forelesningane artikkelen av Budal, Falnes, Kyllingstad, Oltedal: "Experiments with point absorbers in regular waves", Symposium on Wave Energy Utilization, Gøteborg 30.10. - 1.11.1979. Artikkelen er attgjeven her som vedlegg 3. Det blir vist til likningane i artikkelen ved å setja bokstaven G føre likningsnummera.

Forutan denne artikkelen, som gjeld eksperiment med ei loddrett innfallande bølge mot ei lang rekkje av punkt-absorbatorar, ser me og på visse optimale forhold ved ein isolert flytande punktabsorbator i hivørørsle.

Ein punktabsorbator er ein effektabsorberande svingande kropp som har tverrmål mykje mindre enn bølgjelengda. I hivørørsle vil ein slik liten kropp vera ein sirkulærsymmetrisk strålar. Ved optimal svingørørsle blir den maksimalt absorberte effekten i samsvar med (D214) og (D240)

$$P_{\max} = \frac{\lambda}{2\pi} K \quad (G53)$$

eller med bruk av (B75) og dispersjonslikninga (B45) for djupt vatn

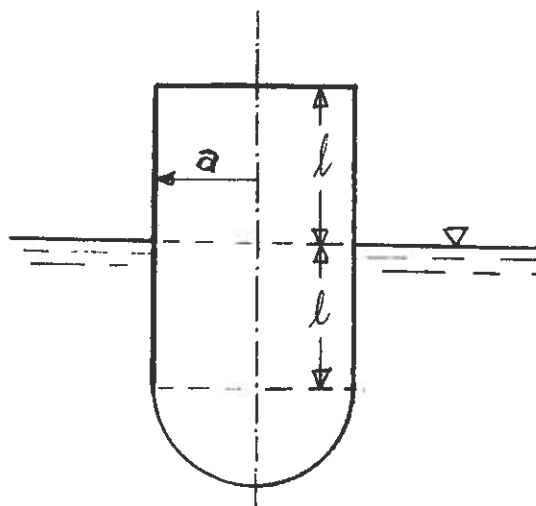
$$P_{\max} = \frac{\rho g^3}{4\omega^3} |\eta_i|^2 \quad (G54)$$

I staden for å optimalisera med omsyn på maksimal effektabsorpsjon i eit "punkt" bør me heller for eit bølgekraftverk optimalisera med omsyn på maksimalt forhold mellom energiproduksjon og kostnader. Dette er ei sær sars vanskeleg oppgåve. Her vil me berre som ei innleiing i problemet sjå på forholdet mellom absorbert effekt P og volumet V av den hivande punktabsorbatoren. Det kan visast (jfr. oppgåve G3) at P/V går mot sitt maksimum

$$\left(\frac{P}{V}\right)_{\max} = \frac{\rho g \omega}{4} |\eta_i| \quad (G55)$$

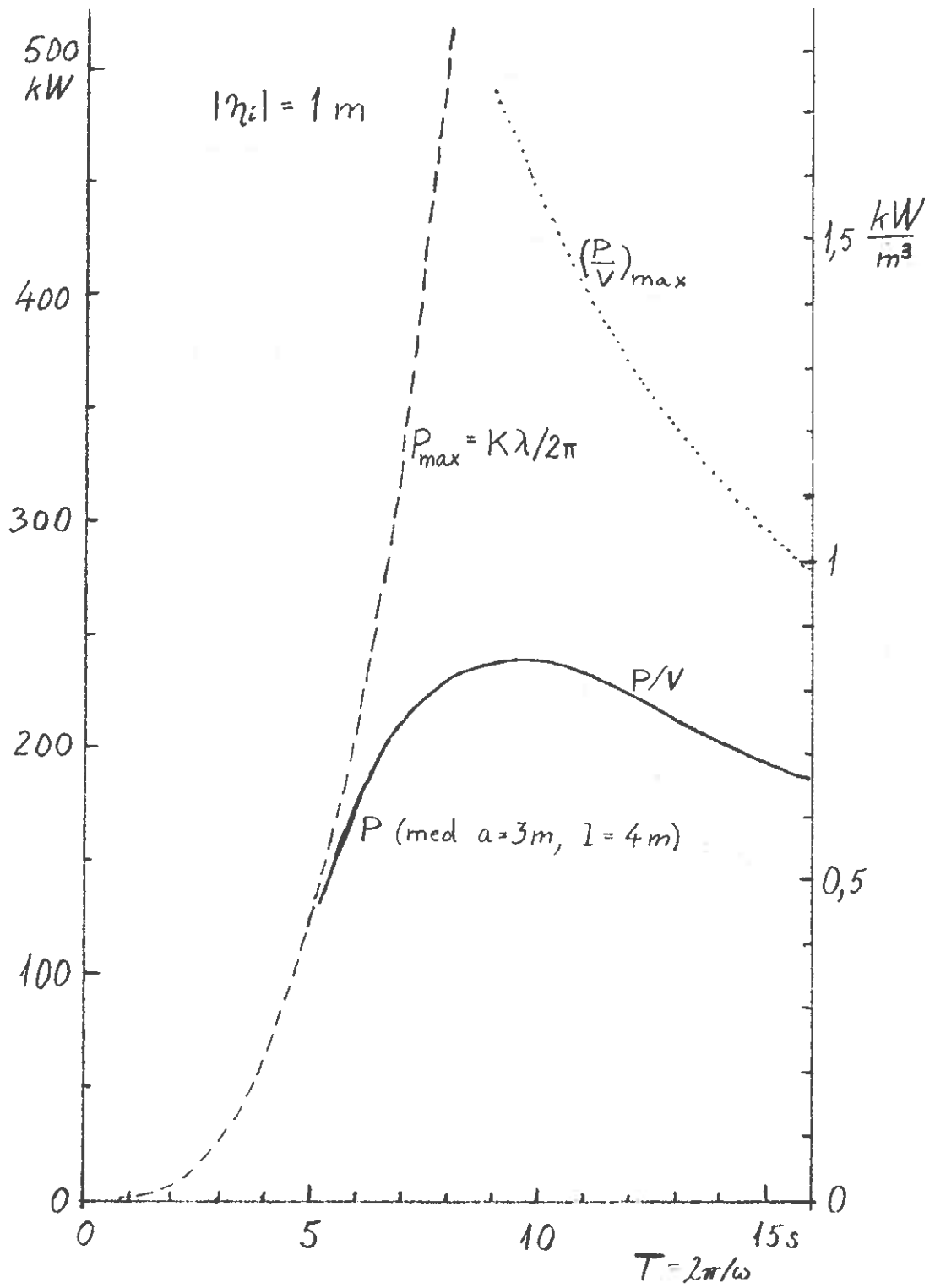
når $V \rightarrow 0$. Med dei typiske verdiane $|\eta_i| = 1$ m og $T = 2\pi/\omega = 10$ s blir $(P/V)_{\max} = 1,6$ kW/m³.

Me kan samanlikna dei teoretiske grensene (G54) og (G55) med det me kan oppnå med ein punktabsorbator i form av ein sylinder med halvkuleforma botn. Med ein diameter $2a = 6$ m og sylinderhøgde og vertikal slaglengd lik $2l = 8$ m er den optimalt absorberte effekten P rekna ut (i oppgåve G3) for ein amplitude $|\eta_i| = 1$ m



på den innkomande bølgeja. Resultatet P som funksjon av bølgeperioden $T = 2\pi/\omega$ er vist grafisk i diagrammet (neste side). Då bøyen har eit kjent volum $V = 283$ m³ er det i diagrammet (på høgre sida) teikna inn ein skala for P/V . Dei teoretiske grensene, tredjegradsparabelen (G54) og hyperbelen (G55) som funksjon av T er også teikna inn i diagrammet. P.g.a. den avgrensa vertikale slaglengda er $P < P_{\max}$ når $T > 5$ s. For denne nokså typiske bølgeamplituden på 1 m er den absorberte effekten av storleikorden 0,2 MW. Men jamvel for denne nokså litle bøyen er P/V monaleg mindre enn $(P/V)_{\max}$. Men diagrammet tyder på at P/V nærmar seg mot $(P/V)_{\max}$ når T aukar. Det er fordi bøljelengda λ aukar, slik at a/λ minkar, d.v.s. fordi føresetnaden om punktabsorbator då er betre oppfylt.

Når det gjeld andre forhold ved konstruksjon av bølgekraftverk etter punktabsorbatorprinsippet, kan det visast til følgjande publikasjonar av Budal og Falnes: "Wave-power conversion by point absorbers", Norwegian Maritime Research, Vol. 6, No. 4, 1978, pp. 2 - 11 og "Interacting point absorbers with controlled motion", Conference on Power from Sea Waves" University of Edinburgh, June 26 - 28, 1979.



H. PRAKTISKE PROBLEM VED BØLGJEKRAFTVERK

Dette emnet vart særleg dekkja ved dei tre forelesningane som B.M. Count, CEGB, Southampton gav ved NTH 5. og 6. november 1979. Emnet var bølgeenergiforskinga i Storbritannia, og innhaldet var m.a.

- energibehov i Storbritannia,
- detaljert oversyn over dei typane bølgekraftverk som det blir arbeidd med,
- problem vedrørande konvertering og ilandføring av nytteenergi,
- samspel med andre energikjelder gjennom det elektriske kraftoverføringsnett, og
- miljøpåverknader frå bølgekraftverk.

Det kan elles visast til vedlegg 4 som inneheld ein meir detaljert disposisjon for forelesningane til B.M. Count.

Det kan vidare visast til følgjande publikasjonar (i tillegg til det som er nemnt under kapittel G):

B.M. Count: "Power generation from ocean waves. A theoretical review." Proceedings of SIMS 1979 Research Application Conference on Energy Conversion and Fluid Dynamics (held at Utah), published by SIAM Institute 1980.

I. Glendenning: "Energy from waves" Oceanology International 78, Proceedings 1978, pp. 20 - 32.

Ø. Holter m. fl.: "Alternative energiresurser", Universitetsforlaget, Oslo, 1979.

J. VEKSELVERKNAD MELLOM EI BØLGJE OG FLEIRE SVINGANDE KROPPAR

Innleiing.

I dette kapitlet følgjer forelesningane artikkelen av Falnes: "Radiation impedance matrix and optimum power absorption for interacting oscillators in surface waves" som skal publiserast i Applied Ocean Research og som er attgjeve her som vedlegg 5 ("appendix") i manuskriptform ("preprint"). Det blir her referert til likningane (1) - (53) i denne artikkelen ved å setja bokstaven J føre likningsnummeret, altså (J1) - (J53). Ein del av desse likningane er oppsummerte i innleiinga av neste kapittel (K).

Merk at notasjonen er den same i artikkelen som i forelesningane bortsett frå at den komplekse fartamplituden ikkje er skriven U_i men u_i . Dessutan er der ein skilnad (med ein faktor \sqrt{k}), i definisjonen på fjernfeltkoeffisienten $b_i(\theta)$ med di me i staden for likn. (22) i artikkelen skriv

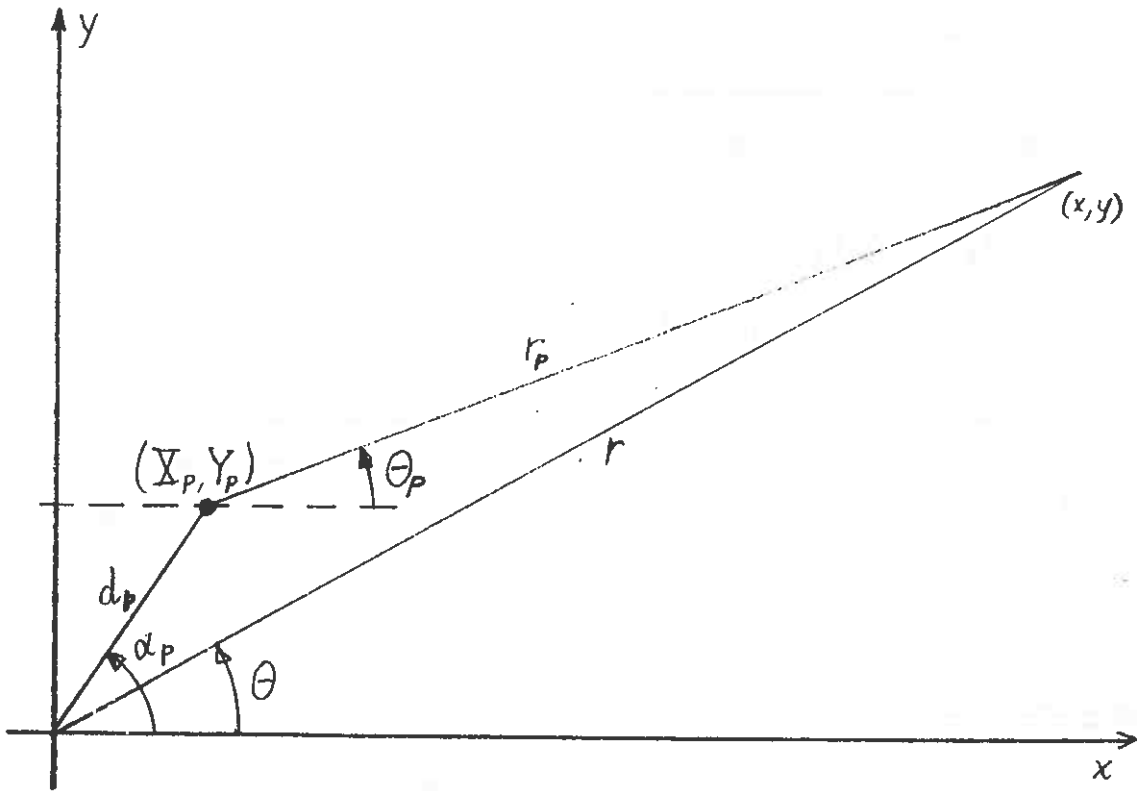
$$\varphi_i \sim b_i(\theta_p) e(kz) (kr_p)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr_p} \quad (J22)$$

der r_p og θ_p er (horisontale) polarkoordinatar rekna frå ein vertikal akse gjennom tyngdepunktet av kropp nr. p.

Elles skal me her setja opp ein del generaliseringar av resultat i kap. D, og me skal gje dei generaliserte likningane same talnummer som der, men med bokstaven D skifta ut med J i likningsnummeret. (Alle desse talnummera er større enn 100.)

Fjernfeltkoeffisienten referert til origo.

La $x = X_p$, $y = Y_p$ representera den vertikale lina gjennom oppdriftsentret til kroppen nr. p. Dette er også utgangspunktet for den horisontale avstanden r_p til det aktuelle fjernfeltpunktet.



$$r \gg d_p$$

$$\theta_p \approx \theta$$

$$r_p \approx r - d_p \cos(\alpha_p - \theta)$$

$$(kr_p)^{-\frac{1}{2}} = (kr)^{-\frac{1}{2}} + O\{r^{-\frac{3}{2}}\} \approx (kr)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\varphi_i \sim b_i(\theta_p) e(kz) (kr_p)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr_p} =$$

$$\approx b_i(\theta) e^{ikd_p \cos(\alpha_p - \theta)} e(kz) (kr)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr}$$

$$\boxed{\varphi_i \sim a_i(\theta) e(kz) (kr)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr}}$$

(J129)

der

$$a_i(\theta) = b_i(\theta)e^{ikd_p \cos(\alpha_p - \theta)} \quad (J22a)$$

eller med $d_i = d_p$ og $\alpha_i = \alpha_p$

$$\begin{aligned} a_i(\theta) &= b_i(\theta)e^{ikd_i \cos(\alpha_i - \theta)} \\ &= b_i(\theta)e^{ik(r-r_i)} \end{aligned}$$

Merk at me p.g.a. (J1): $i = 6p + q$ kan bruka indeks i i staden for indeks p , der i er eit vilkårleg nummer i rekkja av dei seks "oscillatorane" som er tilordna kropp nr. p .

Generelle formlar.

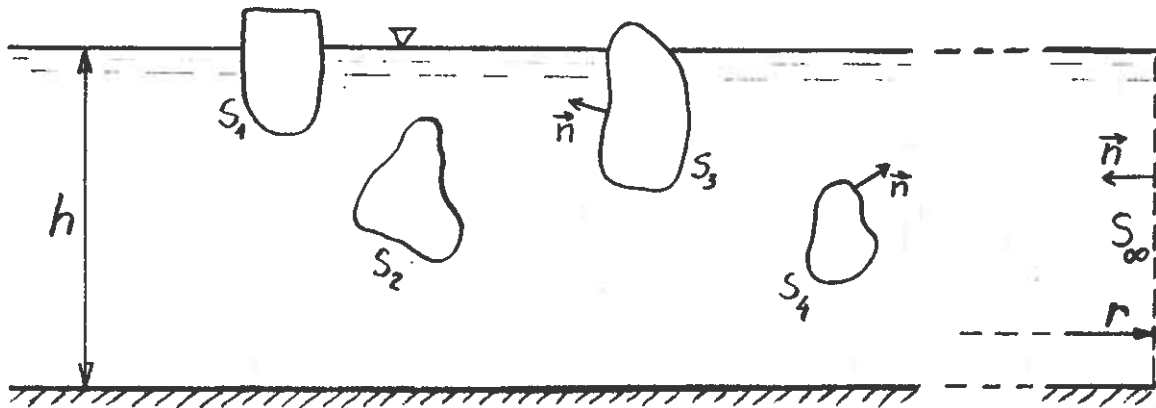
I analogi med (D117) definerer me integralet

$$I(\phi_i, \phi_j) = \iint_S \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dS \quad (J117)$$

der ϕ_i og ϕ_j er vilkårlige funksjonar som oppfyller Laplace-likninga og dei homogene randvilkåra på den frie overflata $z = 0$ og på sjøbotnen $z = -h$. I (J117) skal det integrerast over $S = \cup S_p$, altså over summen av alle vatte overflater. Me har vidare i analogi med (D118) teoremet

$$I(\phi_i, \phi_j) = - \iint_{S_\infty} \left(\phi_i \frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial \phi_i}{\partial n} \right) dS \quad (J118)$$

Her er S_∞ som før ei tenkt sylinderflate som omsluttar alle dei N svingande kroppane og som har ein radius r som går mot uendeleg.



For potensial ψ som dessutan oppfyller strålingsvilkåret i uendeleg avstand, er den komplekse amplituden

$$\psi_{i,j} = A_{i,j}(\theta)e(kz)(kr)^{-\frac{1}{2}}e^{-ikr} \quad (\text{J129})$$

I analogi med (D132) og (D135) har me

$$I(\psi_i, \psi_j) = 0 \quad (\text{J132})$$

$$I(\psi_i, \psi_j^*) = i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} A_i(\theta)A_j^*(\theta)d\theta \quad (\text{J135})$$

Spesielt får me

$$\begin{aligned} I(\varphi_i, \varphi_j^*) &= i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} a_i(\theta)a_j^*(\theta)d\theta \\ &= i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta)b_j^*(\theta)e^{ik[d_i\cos(\alpha_i-\theta)-d_j\cos(\alpha_j-\theta)]}d\theta \\ &= i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta)b_j^*(\theta)e^{-ik[r_i(\theta)-r_j(\theta)]}d\theta \end{aligned}$$

Strålingsimpedansen.

Når oscillator nr. j svingar, fører dette, i samsvar med (J2) til ei kraft $-Z_{ij}\hat{u}_j$ på oscillator nr. i (modus q i kropp p). I analogi med (D38) har me

$$Z_{ij} = \iiint_{S_p} \frac{p_j}{u_j} n_{pq} dS_p = -i\omega\rho \iint_S \varphi_j \frac{\partial\varphi_i^*}{\partial n} dS \quad (\text{J25})$$

Merk at me her p.g.a. randkravet (J21) kan ta flateintegralet over

$$S \approx US_p$$

d.v.s. summen av alle vætte overflater, som eit alternativ til å integrera over berre S_p . Sidan høgre-sida i (J21) er reell, kan me også velja om me vil ha konjugasjonsstjerna i (J25) eller ikkje.

På heilt tilsvarande måte som før kan me no frå (J25) utleia resiprositetssetninga

$$\boxed{Z_{ij} = Z_{ji}} \quad (\text{J135c})$$

og følgjande uttrykk for strålingsresistansen

$$R_{ij} = R_{ji} = \frac{i\omega\rho}{2} I(\varphi_i^*, \varphi_j) = -\frac{i\omega\rho}{2} I(\varphi_i, \varphi_j^*) \quad (\text{J135d})$$

eller

$$R_{ij} = -\frac{i\omega\rho}{2} \iint_{S_\infty} \left(\varphi_i^* \frac{\partial\varphi_j}{\partial n} - \varphi_j \frac{\partial\varphi_i^*}{\partial n} \right) dS$$

Er S_∞ ei sirkulær sylinderflate, er i fjernfeltet $-\frac{\partial\varphi_j}{\partial n} = \frac{\partial\varphi_j}{\partial r} = -ik\varphi_j$ og $-\frac{\partial\varphi_i^*}{\partial n} = \frac{\partial\varphi_i^*}{\partial r} = ik\varphi_i^*$. Difor har me

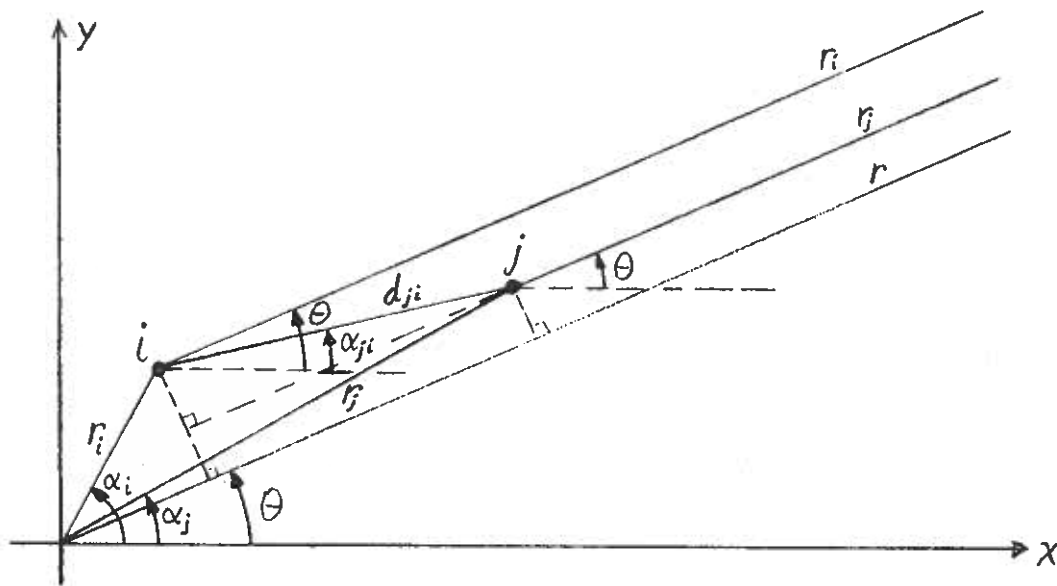
$$R_{ij} = i\omega\rho \iint_{S_\infty} \varphi_j \frac{\partial\varphi_i^*}{\partial n} dS \quad (\text{J27})$$

(Jfr. (D126).) Av (J135d) får me dessutan

$$\begin{aligned}
 R_{ij} &= -\frac{i\omega\rho}{2} i \frac{f(kh)}{k} \int_0^{2\pi} a_i(\theta) a_j^*(\theta) d\theta \\
 &= \frac{\omega\rho f(kh)}{2k} \int_0^{2\pi} a_i(\theta) a_j^*(\theta) d\theta = \frac{\omega\rho f(kh)}{2k} \int_0^{2\pi} a_i^*(\theta) a_j(\theta) d\theta
 \end{aligned}$$

eller

$$R_{ij} = \frac{\omega\rho f(kh)}{2k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta) b_j^*(\theta) e^{ik[d_i \cos(\alpha_i - \theta) - d_j \cos(\alpha_j - \theta)]} d\theta$$



$$R_{ij} = \frac{\omega\rho f(kh)}{2k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta) b_j^*(\theta) e^{-ikd_{ji} \cos(\alpha_{ji} - \theta)} d\theta \quad (J29)$$

Merk at R_{ij} avheng både av den relative avstanden d_{ji} og den relative retningsorienteringa.

Merk at for $d_{ji} = 0$, d.v.s. når dei to oscillatorane høyrer til den same kroppen, så stemmer (J29) med (D175).

Eksitasjonskrafta.

$$F_{e,i} = i\omega\rho \iint_{S_p} (\phi_o + \phi_d) n_{pq} dS \quad (J143)$$

Av (J21) får me

$$F_{e,i} = i\omega\rho \iint_{S_p} (\phi_o + \phi_d) \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} dS = i\omega\rho \iint_S (\phi_o + \phi_d) \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} dS$$

og av (J20):

$$F_{e,i} = i\omega\rho \iint_S \left\{ (\phi_o + \phi_d) \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} - \varphi_i \frac{\partial (\phi_o + \phi_d)}{\partial n} \right\} dS$$

$$F_{e,i} = i\omega\rho I\{(\phi_o + \phi_d), \varphi_i\} \quad (J147)$$

Her oppfyller ϕ_d og φ_i strålingsvilkåret. Frå (J132) får me

$$F_{e,i} = i\omega\rho I(\phi_o, \varphi_i) \quad (J151)$$

(Haskinds formel)

Med plan innfallande bølge

$$\eta_o = \eta_{oo} e^{-ik(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} = \eta_{oo} e^{-ikr \cos(\theta - \gamma)}$$

$$\phi_o = \frac{-g}{i\omega} e(kz) \eta_o \quad (J33)$$

Me set dette og (J129) inn i (J151) og integrerer over S_∞ .

$$F_{e,i} = i\omega\rho \frac{-g}{i\omega} \eta_{oo} I \left\{ \underbrace{e(kz) e^{-ikr \cos(\theta - \gamma)}}_{e^{ikr \cos(\theta - \gamma - \pi)}}, \frac{a_i(\theta)}{\sqrt{kr}} e(kz) e^{-ikr} \right\}$$

Eit slikt integral har me, med mykje møde, rekna ut før.

Jfr. (D154) og (D165). Analogt har me her

$$F_{e,i} = \rho g \eta_{oo} \frac{f(kh)}{k} \sqrt{2\pi} a_i(\gamma + \pi) e^{i\pi/4}$$

Med bruk av (J22a) får me

$$\begin{aligned}
 F_{ei} &= \rho g \eta_{oo} \frac{f}{k} \sqrt{2\pi} b_i (\gamma + \pi) e^{ikd_i \cos(\alpha_i - \gamma - \pi)} e^{i\pi/4} \\
 &= \rho g \frac{f}{k} \sqrt{2\pi} b_i (\gamma + \pi) \underbrace{\eta_{oo} e^{-ikd_i \cos(\alpha_i - \gamma)}}_{\eta_o(X_i, Y_i)} e^{i\pi/4}
 \end{aligned}$$

$$F_{e,i} = \kappa_i \eta_o(X_i, Y_i) = \kappa_i \eta_{oo} e^{-ikd_i \cos(\alpha_i - \gamma)} \quad (J34)$$

$$\kappa_i = \frac{\rho g f(kh)}{k} \sqrt{2\pi} b_i (\gamma + \pi) e^{i\pi/4} \quad (J34a)$$

Jfr. (D206a).

Kommentar vedrørende singulær strålingsresistansmatrise.

Dersom \underline{u} kan veljast fritt, er den absorberte effekten

$$P = \frac{1}{4} (\tilde{F}_e \underline{u}^* + \tilde{F}_e^* \underline{u}) - \frac{1}{2} \tilde{u}^* \underline{R} \underline{u} \quad (J11)$$

maksimum berre dersom

$$\underline{R} \underline{u} = \frac{1}{2} \tilde{F}_e \quad (J12)$$

er oppfylt. Dersom \underline{R} ikkje er singulær, d.v.s. dersom \underline{R}^{-1} eksisterer, har (J12) den eintydige løysinga (J13). Dersom derimot determinanten $|\underline{R}|$ er null, er likninga (J12) ubestemt og ho har uendeleg mange løysingar for \underline{u} . Me går ut frå at \tilde{F}_e ikkje er slik at likninga (J12) er sjølvmotseiande.

Men likevel er den maksimale absorberte effekten

$$P_{\max} = \frac{1}{2} \tilde{u}^* \underline{R} \underline{u} = \frac{1}{2} \tilde{u} \underline{R} \underline{u}^* \quad (J54)$$

eintydig, så sant \underline{u} er valt slik at (J12) er oppfylt.

Me skal her skissera beviset for denne påstanden. La \underline{u}_1 og \underline{u}_2 vera to vilkårlege løysingar av (J12). Me set $P_1 = \tilde{u}_1^* \underline{R} \underline{u}_1$ og $P_2 = \tilde{u}_2^* \underline{R} \underline{u}_2$. Det som no skal visast, er at

$P_2 = P_1$, altså at $\Delta P = P_2 - P_1 = 0$. Med bruk av (J12) får me

$$\Delta P = \frac{1}{4} (\tilde{u}_2 - \tilde{u}_1) * \tilde{F}_e = \frac{1}{4} \Delta \tilde{u} * \tilde{F}_e$$

Altså må det visast at \tilde{F}_e og $\Delta \underline{u} = \underline{u}_2 - \underline{u}_1$ er ortogonale vektorar. Då både \underline{u}_1 og \underline{u}_2 er løysingar av (J12), er $\tilde{R} \Delta \underline{u} = 0$, d.v.s. $\Delta \underline{u}$ tilhøyrrer nullrommet av operatoren \tilde{R} , $\Delta \underline{u} \in N_{\tilde{R}}$. Dersom likn. (J12) ikkje er sjølvmotseiande, tilhøyrrer \tilde{F}_e rekkjevidda av operatoren \tilde{R} , $\tilde{F}_e \in R_{\tilde{R}}$. No er det velkjent at nullrommet til ein lineær operator er det ortogonale komplementet til rekkjevidda av den tilhøyrrande adjungerte operatoren. (Sjå t.d. M.C. Pease, Methods of Matrix Algebra, Academic Press, 1965, p. 288, eller Ivar Stakgold, Boundary Value Problems of Mathematical Physics, Vol. 1, Macmillan, 1967, p. 171). Då strålingsresistansmatrisa er både reell og symmetrisk om hovuddiagonalen, er \tilde{R} ein sjølvadjungert operator. Altså er alle vektorar i $N_{\tilde{R}}$ ortogonale på alle vektorar i $R_{\tilde{R}}$. Difor er $\Delta P = 0$ og $P_1 = P_2$. Altså er P_{\max} eintydig.

Det kan elles visast til oppgåve D3, der me har eit tilfelle der jage- og stamperørslene ikkje er innbyrdes eintydige, medan den maksimale absorberte effekten likevel viser seg å vera eintydig.

K. RETTE RADER AV JAMT FORDELTE SVINGANDE KROPPAR.

Me startar med eit resyme av dei likningane frå kap. J som me treng som grunnlag for analysen her.

Total kraft (J2):

$$F_{t,i} = F_{e,i} - \sum_j Z_{ij} u_j \quad \tilde{F}_t = \tilde{F}_e - \tilde{Z}u \quad (K1)$$

Resiprositetssatsen (J5):

$$Z_{ij} = Z_{ji} \quad \tilde{Z} = \tilde{Z} \quad (K2)$$

Effekt absorbert av alle oscillatorane, (J8, J11):

$$P = \frac{1}{4} \sum_i (F_{e,i} u_i^* + F_{e,i}^* u_i) - \frac{1}{2} \sum_{i,j} R_{ij} u_j^* u_i \quad (K3)$$

$$P = \frac{1}{4} (\tilde{F}_e u^* + \tilde{F}_e^* u) - \frac{1}{2} \tilde{u}^* \tilde{R} u$$

$$P_{\max} = \frac{1}{2} \tilde{u}_{\text{opt}}^* \tilde{R} u_{\text{opt}} \quad (K4)$$

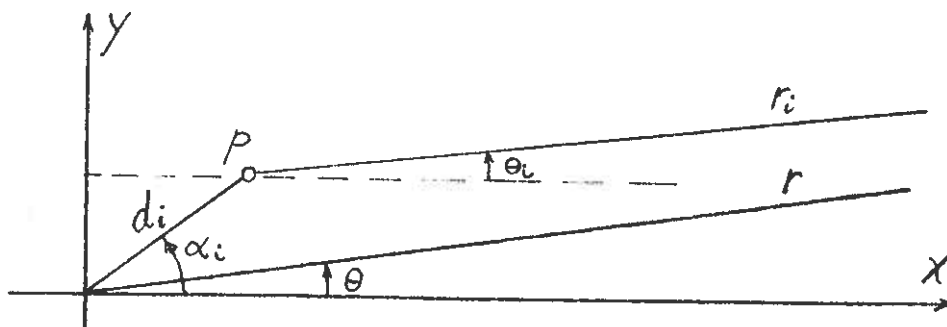
der u_{opt} oppfyller (J12):

$$\tilde{R} u_{\text{opt}} = \frac{1}{2} \tilde{F}_e \quad (K5)$$

Dersom \tilde{R}^{-1} eksisterer, gjeld (J13) og (J15):

$$u_{\text{opt}} = \frac{1}{2} \tilde{R}^{-1} \tilde{F}_e \quad (K6)$$

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \tilde{F}_e^* \tilde{R}^{-1} \tilde{F}_e \quad (K7)$$



Utstrålt bølge.

I fjernfeltet, $kr \gg 1$ og $r \gg d$, gjeld (J22)

$$\varphi_i \sim b_i(\theta_i) e(kz) (kr_i)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr_i} \quad (K8)$$

$$\theta_i \approx \theta \quad r_i \approx r - d_i \cos(\alpha_i - \theta) \quad (kr_i)^{-\frac{1}{2}} \approx (kr)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\varphi_i \sim b_i(\theta) e(kz) (kr)^{-\frac{1}{2}} e^{+ik(r-r_i)} e^{-ikr}$$

Me har vidare (J129) og (J22a)

$$\varphi_i \sim a_i(\theta) e(kz) (kr)^{-\frac{1}{2}} e^{-ikr} \quad (K11)$$

$$a_i(\theta) = b_i(\theta) e^{ik(r-r_i)} = b_i(\theta) e^{ikd_i \cos(\theta - \alpha_i)} \quad (K12)$$

Med ei innkomande bølge

$$\eta_o = \eta_{oo} e^{-ik(x \cos \gamma + y \sin \gamma)} = \eta_{oo} e^{-ikr \cos(\theta - \gamma)} \quad (K13)$$

er eksitasjonskrafta (J34):

$$F_{e,i} = \kappa_i(\gamma) \eta_o(X_i, Y_i) \quad (K14)$$

der

$$\eta_o(X_i, Y_i) = \eta_{oo} e^{-ikd_i \cos(\alpha_i - \gamma)}$$

er den (uskipla) innkomande bølge i posisjonen av oscillator nr. i , d.v.s. av kropp nr. p . Vidare er eksitasjonskraftkoeffisienten

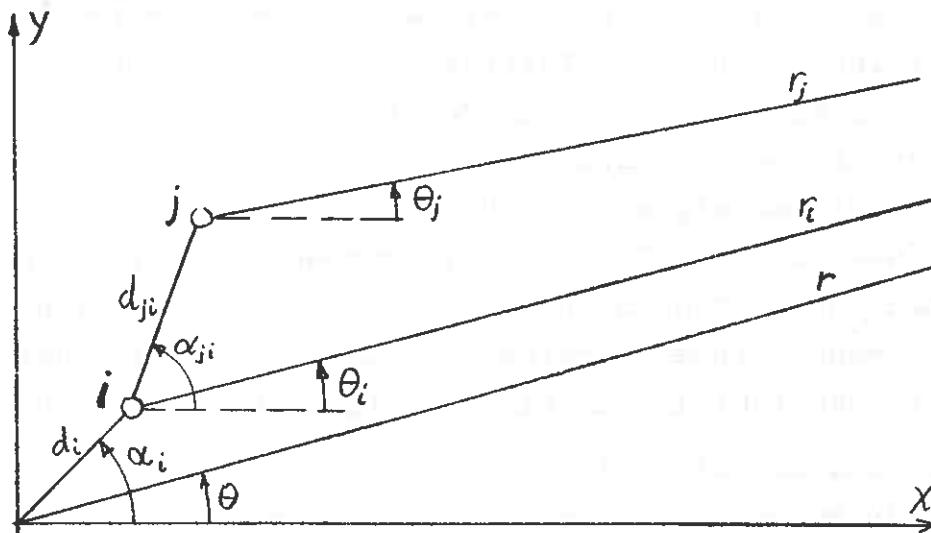
$$\kappa_i(\gamma) = \frac{\rho g f(kh)}{k} \sqrt{2\pi} b_i(\gamma + \pi) e^{i\pi/4} \quad (\text{K15})$$

Vidare har me strålingsimpedansmatrisa (J25)

$$Z_{ij} = -i\omega\rho \iint_S \varphi_j \frac{\partial \varphi_i^*}{\partial n} dS \quad (\text{K16})$$

og strålingsresistansmatrisa (J29):

$$\begin{aligned} R_{ij} &= \frac{\omega\rho f}{2k} \int_0^{2\pi} a_i(\theta) a_j^*(\theta) d\theta \\ &= \frac{\omega\rho f}{2k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta) b_j^*(\theta) e^{-ikd_{ji} \cos(\theta - \alpha_{ji})} d\theta \end{aligned} \quad (\text{K17})$$



I fjernfeltet: $\theta_i = \theta_j \approx \theta$

$$r_i - r = -d_i \cos(\alpha_i - \theta)$$

$$r_i - r_j = d_{ji} \cos(\alpha_{ji} - \theta)$$

$$R_{ij} = \frac{\omega\rho f}{2k} \int_0^{2\pi} b_i(\theta) b_j^*(\theta) e^{-ik(r_i - r_j)} d\theta$$

Ei rett linje av like kroppar.

Like kroppar plasserte i innbyrdes jamn avstand d langs y -aksen. Kropp nr. p i posisjon $Y_p = pd$. Alle kroppane er likt orienterte i retning.

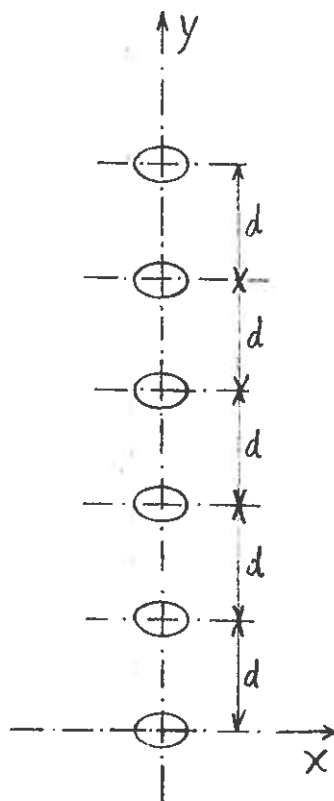
Tilfellet med at alle kroppane svingar med same komplekse fartamplituden er eigentleg behandla før (i kap. D), med di dei då kan sjåast på som ein einaste (men ikkje-samanhengande) kropp. No skal me sjå på tilfelle der kroppane ikkje svingar med same fart.

Me skal sjå på ei plan bølge som fell inn under ein vilkårleg innfallsvinkel γ . For ei uendeleg rekkje av kroppar kan all innfallande bølgeenergi absorberast under visse vilkår. I såfall må kroppane svinga i minst to svingemodi, og avstanden d må liggja under ei viss grense. Om kvar kropp svingar i berre ein modus, vil høgst halvparten av den innfallande bølgeenergi kunna absorberast.

Me skal dessutan gå ut frå at fjernfeltkoeffisienten $b_i(\theta)$ for modus nr. q er den same i kvar kropp, same kor i rekkja kroppen er. Altså

$$b_i(\theta) = b_{6p+q}(\theta) = b_q(\theta) \quad \text{uavhengig av } p \quad (\text{K18})$$

Denne føresetnaden er sjølvstøtt oppfylt når det er tale om ei uendeleg lang rekkje av kroppar. For ei endeleg lang rekkje vil det særleg nær enden av rekkja vera annleis. Men dersom kroppane er små ("punktoscillatorar"), så den utstrålte bølge frå ein vilkårleg kropp blir lite diffraktert på dei andre kroppane, då vil føresetnaden vera oppfylt med god



tilnærming også for ei endeleg rekkje av kroppar.

Etter denne føresetnaden blir eksitasjonskraftkoeffisienten - i samsvar med (K15) -

$$\kappa_i(\gamma) = \kappa_q(\gamma) \quad \text{uavhengig av } p \quad (\text{K19})$$

Eksitasjonskrafta er etter (K14) og (K13)

$$F_{e,i} = \kappa_i(\gamma)\eta_o(0,pd) = \kappa_q(\gamma)\eta_{oo}e^{-ikpd} \sin\gamma \quad (\text{K20})$$

$$F_{e,i} = F_{oq}e^{-ikpd} \sin\gamma \quad (\text{K21})$$

der

$$F_{oq} = \kappa_q(\gamma)\eta_{oo} \quad (\text{K22})$$

er eksitasjonskrafta for kroppen svarande til $p = 0$, d.v.s. den kroppen som har sitt referansepunkt i origo.

P.g.a. føresetnaden (K18) gjev (K17)

$$\begin{aligned} R_{ij} &= R_{6p+q,6p'+q'} = \\ &= \frac{\omega p f}{2k} \int_0^{2\pi} b_q(\theta) b_{q'}^*(\theta) e^{ik(r_{p'} - r_p)} d\theta = \\ &= \frac{\omega p f}{2k} \int_0^{2\pi} b_q(\theta) b_{q'}^*(\theta) e^{ikd(p-p') \sin\theta} d\theta \\ &= R_{qq}, \{k(p-p')d\} \end{aligned} \quad (\text{K23})$$

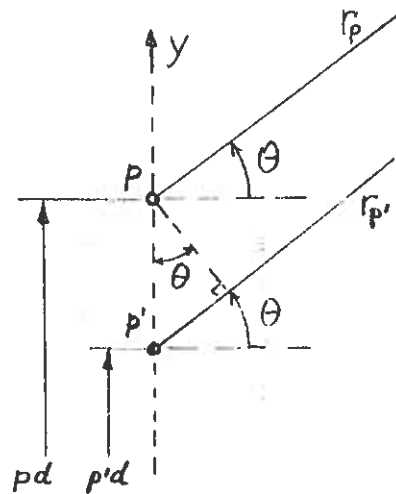
$$= \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f} \int_0^{2\pi} \kappa_q(\theta-\pi) \kappa_{q'}^*(\theta-\pi) e^{ikd(p-p') \sin\theta} d\theta$$

Her har me også brukt (K15).

For å rekna ut den totalt absorberte effekten P , kan me setja desse resultatata (K21) - (K23) inn i (K3). Ved inversering av strålingsresistansmatrisa kan me og etter (K7) finna den maksimalt absorberte effekten. Nokre slike tilfelle med N hivande punktabsorbatorar er drøfta av Evans (1979, Symposium on Wave Energy Utilization, Gøteborg). Men er det

mange kroppar, blir det ei stor matrise å invertera.

Me skal i staden gjera det enklare og rekna med same svingeåmplitudar i alle kroppane, og med innbyrdes fasar som for den uforstyrta innkomande bølge. Jfr. Budal (1977, Journal of Ship Research, 21, jfr. 248 - 253). Me set altså



$$u_i = u_{6p+q} = u_q e^{-ikpd \sin \gamma}$$

(K24)

For ei uendeleg lang rekkje av kroppar ($N \rightarrow \infty$) må det sjølvstøtt vera slik også for det optimale tilfellet med maksimal energiabsorpsjon. For ei endeleg lang rekkje, derimot, vil ende-effektar gjera at dette ikkje treng svara til den optimale situasjonen (bortsett frå tilfellet med normalt innfall mot $N = 2$ kroppar). Kor mykje mindre den absorberte effekten blir, er drøfta av Evans (1979). Dersom talet N på kroppar er eit stort tal, vil ende-effektane ha relativt lite å seia, så me får ein absorbert effekt som er nær opp til den teoretisk maksimale.

Med innsetjing av (K21) - (K24) i (K3) får me for den totalt absorberte effekten

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\eta_{00} \sum_q \kappa_q(\gamma) u_q^* \sum_p 1) - \frac{1}{2} \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f} \sum_{q, q'} u_q^* u_q \sum_{p, p'} e^{-ikd(p-p') \sin \gamma} \quad (K25)$$

$$\cdot \int_0^{2\pi} \kappa_q(\theta - \pi) \kappa_{q'}^*(\theta - \pi) e^{ikd(p-p') \sin \theta} d\theta$$

Mellomrekning:

$$\begin{aligned} \sum_{p,p'} e^{ikd(p-p')(\sin\theta - \sin\gamma)} &= \left| \sum_{p=0}^{N-1} e^{ikdp(\sin\theta - \sin\gamma)} \right|^2 = \\ &= \left| \frac{1 - e^{ikd(\sin\theta - \sin\gamma)N}}{1 - e^{ikd(\sin\theta - \sin\gamma)}} \right|^2 = \frac{\sin^2\{Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}}{\sin^2\{kd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}} \end{aligned}$$

Her har me brukt summeformelen for ei geometrisk rekkje.

Dessutan er

$$\sum_{p=0}^{N-1} 1 = N$$

Den middels absorberte effekten pr. svingande kropp er difor

$$\frac{P}{N} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \eta_{\infty} \sum_{q=1}^6 \kappa_q(\gamma) u_q^* \right\} - \frac{1}{2} \sum_{qq'} R_{N,qq'} u_q^* u_q \quad (\text{K28})$$

der

$$R_{N,qq'} = \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f} \int_0^{2\pi} \kappa_q(\theta - \pi) \kappa_{q'}^*(\theta - \pi) \frac{\sin^2\{Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}}{N \sin^2\{kd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}} d\theta \quad (\text{K29})$$

For ei svært lang rekkje av svingande kroppar, har ende-effektane etter måten lite å seia. Me kan rekna at kvar kropp absorberer like mykje effekt. Som ei god tilnærming kan me då forenkla rekninga med å sjå på ei uendeleg lang rekkje.

Uendeleg lang rekkje av svingande kroppar.

Med $N \rightarrow \infty$ blir den absorberte effekten pr. svingande kropp:

$$\begin{aligned} P_0 &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{P}{N} = \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \eta_{\infty} \sum_{q=1}^6 \kappa_q(\gamma) u_q^* \right\} - \frac{d}{2} \sum_{qq'} R'_{qq'}(\gamma) u_q^* u_q \end{aligned} \quad (\text{K30})$$

der me etter (K28) og (K29) har

$$R'_{qq'}(\gamma) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\omega k}{4\pi \rho g^2 f d} \int_0^{2\pi} \kappa_q(\theta - \pi) \kappa_{q'}^*(\theta - \pi) \frac{\sin^2\{Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}}{N \sin^2\{kd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}} d\theta \right\} = \lim_{N \rightarrow \infty} R_{N,qq'}/d \quad (K31)$$

Merk at (K30) er formelt lik den tilsvarende (D189-2), med (D195-2) og (D196-2), som gjeld for det to-dimensjonale tilfellet, som svarar til loddrett innfall, $\gamma = 0$.

Når $N \rightarrow \infty$, vil integranden i (K31) bli forsvinnende liten bortsett frå ved dei diskrete vinklane $\theta_0, \pi - \theta_0, \theta_1, \pi - \theta_1, \theta_2, \pi - \theta_2, \dots$ som oppfyller

$$\sin\{kd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\} = 0 \quad (K32)$$

D.v.s.

$$\sin\theta = \sin\gamma - n \frac{2\pi}{kd} = \sin\gamma - n \frac{\lambda}{d} \quad (K33)$$

der $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ For $n = 0$ gjev dette $\sin\theta = \sin\gamma$, som er oppfylt for

$$\theta = \theta_0 = \gamma \quad \text{og for} \quad \theta = \pi - \theta_0 = \pi - \gamma \quad (K34)$$

Dersom

$$\frac{\lambda}{d} > 1 + \sin|\gamma| \quad (K35)$$

finst det ingen andre reelle løysingar av (K32).

Når $N \rightarrow \infty$ kan me rekna ut integralet i (K31) på følgjande måte (metoden med "stasjonær fase"): Me får tilskot til integralet berre frå dei diskrete vinklane θ_n (og $\pi - \theta_n$) som oppfyller (K32). Då funksjonane $\kappa_q(\theta)$ er kontinuerlege, kan me setja $\kappa_q(\theta) \approx \kappa_q(\theta_n)$ utanfor integrasjonsteiknet. For kvar slik diskret vinkel θ_n får me følgjande tilskot til integralet i (K31)

$$\kappa_q(\theta_n - \pi) \kappa_{q'}^*(\theta_n - \pi) I(\theta_n) \quad (K36)$$

der

$$I(\theta_n) = \int_{\theta_n - \epsilon}^{\theta_n + \epsilon} \frac{\sin^2\{Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}}{N\sin^2\{kd(\sin\theta - \sin\gamma)/2\}} d\theta \quad (K37)$$

og $\epsilon > 0$. Me kan her velja ϵ så liten me vil ved berre å velja N stor nok. Ved rekkjeutvikling om $\theta = \theta_n$ får me

$$\sin\theta = \sin\theta_n + (\theta - \theta_n)\cos\theta_n + O\{(\theta - \theta_n)^2\} \quad (K38)$$

$$\sin\gamma - \sin\theta = -(\theta - \theta_n)\cos\theta_n + O\{(\theta - \theta_n)^2\}$$

Me fører inn ny integrasjonsvariabel:

$$x = \frac{1}{2} Nkd(\theta - \theta_n)\cos\theta_n$$

og får

$$\begin{aligned} I(\theta_n) &= \frac{2}{kd \cos\theta_n} \int_{\theta_n - \epsilon}^{\theta_n + \epsilon} \frac{\sin^2[Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2]}{[Nkd(\sin\theta - \sin\gamma)/2]^2} \frac{Nkd}{2} \cos\theta_n d\theta \\ &= \frac{2}{kd |\cos\theta_n|} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \frac{2\pi}{kd |\cos\theta_n|} \end{aligned} \quad (K42)$$

Dette integralet konvergerer raskt når integrasjonsgrensene går mot uendeleg. Merk at me difor har kunna setja ϵN lik ∞ .

Då $\cos(\pi - \theta_n) = -\cos\theta_n$ har me også

$$I(\pi - \theta_n) = \frac{2\pi}{kd |\cos\theta_n|}$$

Etter slik å ha rekna ut integralet kan me skriva (K31) som

$$R'_{qq'}(\gamma) = \frac{\omega}{2\rho g^2 f d^2} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{\kappa_q(\theta_n - \pi) \kappa_{q'}^*(\theta_n - \pi) + \kappa_q(\theta_n) \kappa_{q'}^*(\theta_n)}{|\cos\theta_n|} \quad (K44)$$

Merk at talet $2(n_{\max} + 1)$ på reelle løysingar av (K32) av-

heng av forholdet λ/d . Her skal vi gå ut frå at (K35) gjeld, slik at $n_{\max} = 0$. Det er då berre eit ledd i summen i (K44). Me har då

$$R'_{qq}(\gamma) = \frac{\omega}{2\rho g^2 f d^2} \frac{\kappa_q(\gamma-\pi)\kappa_q^*(\gamma-\pi) + \kappa_q(\gamma)\kappa_q^*(\gamma)}{|\cos\gamma|} \quad (\text{K45})$$

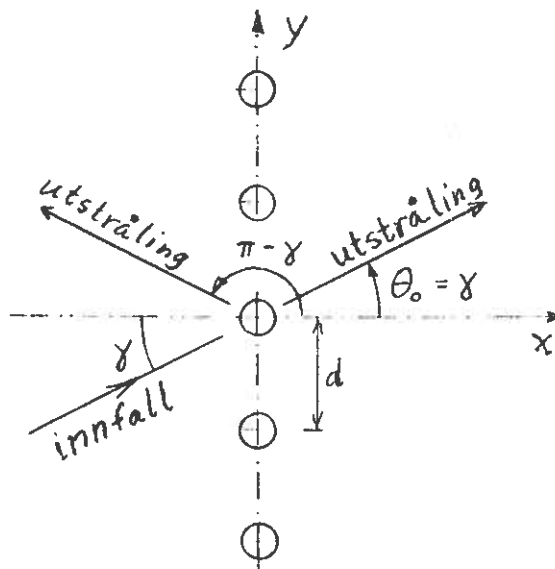
når

$$\frac{\lambda}{d} > 1 + \sin|\gamma|$$

I effektuttrykket (K30) går det inn ein "effektiv strålingsresistans" $R'_{qq}(\gamma)$ som altså avheng av innfallsvinkelen γ , for di γ - i samsvar med (K24) - går inn i fasen for svingefarten på dei ulike

kroppane. P.g.a. denne faseskilnaden blir det (ved konstruktiv interferens) stråla ut plane bølgjer i retningane $\theta = \gamma$ og $\theta = \pi - \gamma$. Når vilkåret (K35) ikkje er oppfylt, eksisterer det andre reelle løysingar av (K32). Dette svarar til at det blir stråla ut plane bølgjer i andre

retningar (ved konstruktiv interferens mellom dei ulike kroppane).



For loddrett innfall, $\gamma = 0$, svarar (K45) til det "to-dimensjonale" tilfellet me såg på tidlegare. Sjå (D210-2). Me kan difor utleia eit tilsvarende resultat som (D260), og dermed visa at dersom $\kappa_q(\gamma - \pi) = 0$, kan me optimalt absorbere all innfallande bølgjeenergi, endå om kroppen svingar berre i ein modus q . Jfr. også likn. (46) i Budal (1977) J. Ship Research. Merk at me ikkje kan realisera vilkåret $\kappa_q(\gamma - \pi) = 0$ med berre ei rekkje av punktabsorbatorar. Men det kan tilnærma bli oppfylt t.d. med ei samanhengande rekkje av Salter-"ender".

Symmetriske kroppar i hiving og jaging.

Me går ut frå at kroppane har symmetri om planet $x = 0$ og om planet $y = 0$. I såfall vil hivrørsla gje ei bølgegenerering som er symmetrisk om desse to plana. Difor er

$$\kappa_3(\gamma) = \kappa_3(-\gamma) = \kappa_3(\pi - \gamma) = \kappa_3(\pi + \gamma) \quad (\text{K46})$$

For jagemodusen er det symmetri om planet $y = 0$ og anti-symmetri om planet $x = 0$, slik at

$$\kappa_1(\gamma) = \kappa_1(-\gamma) = -\kappa_1(\pi - \gamma) = -\kappa_1(\pi + \gamma) \quad (\text{K47})$$

Då får me av (K45)

$$R'_{13}(\gamma) = 0 \quad (\text{K48})$$

$$R'_{qq}(\gamma) = \frac{\omega |\kappa_q(\gamma)|^2}{\rho g^2 f d^2 |\cos \gamma|} \quad (\text{K49})$$

for $q = 1$ og $q = 3$. Når me då set $u_q = 0$ for $q = 2, 4, 5$ og 6 , får me av (K30) at den absorberte effekten pr. kropp er

$$P_o = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\eta_{oo}(\kappa_1(\gamma)u_1^* + \kappa_3(\gamma)u_3^*)\} - \frac{\omega}{2\rho g^2 f d |\cos \gamma|} \left(|\kappa_1(\gamma)u_1|^2 + |\kappa_3(\gamma)u_3|^2 \right) \quad (\text{K50})$$

Formelt skil dette seg frå tilfellet med loddrett innfall berre med faktoren $|\cos \gamma|$ i nemnaren. Jfr. (D189-2) og (D210-2). For loddrett innfall, $\gamma = 0$, har me optimalisert (K50) i oppgåve D3 og funne at den maksimalt absorberte energien er lik heile energien i den innfallande bølge. Ei tilsvarende direkte optimalisering av (K50) m.o.p. u_1 og u_3 kan lett gjennomførast. Optimalt gjeld for $q = 1$ og $q = 3$ at

$$u_q = \frac{\kappa_q(\gamma)\eta_{oo}}{2R'_{qq}(\gamma)d} \quad (\text{K51})$$

noko som impliserer at farten er i fase med eksitasjonskrafta for begge modiane. Med bruk av (K51) og (K49) får me

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{n_{00} \kappa_q(\gamma) u_q^*\} - \frac{\omega |\kappa_q(\gamma) u_q|^2}{2\rho g^2 f d |\cos\gamma|} = \\
& = \frac{1}{2} |n_{00}|^2 \frac{|\kappa_q(\gamma)|^2}{2R'_{qq}(\gamma)d} - \left(1 - \frac{\omega |\kappa_q(\gamma)|^2}{\rho g^2 f d |\cos\gamma| 2R'_{qq}(\gamma)d} \right) = \\
& = \frac{1}{2} |\cos\gamma| \frac{\rho g^2 f d}{4\omega} |n_{00}|^2 = \frac{1}{2} K d |\cos\gamma| \quad (K52)
\end{aligned}$$

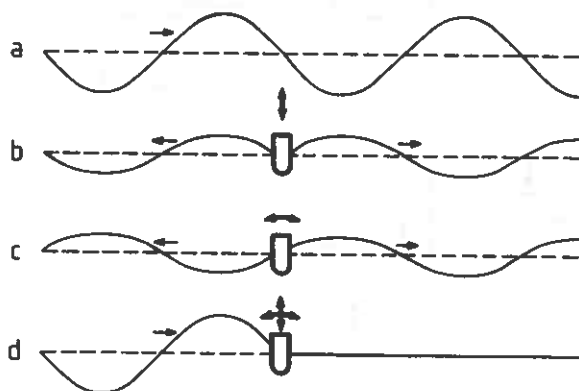
der me har brukt (B75) og innført K , effekten transportert pr. lengdeining av bølgefrenten. Av (K50) og (K52) går det fram at me med denne rekkja av symmetriske kroppar ikkje kan absorbera meir enn halvparten av den innkomande bølgeenergien, dersom kroppane svingar i berre ein modus. Jfr. og likn. (40) i Budal (1977), J. Ship Research.

Men med optimal hiving og jaging i samsvar med (K51) gjev (K50) ein absorbert effekt pr. kropp:

$$\boxed{P_{0,\text{maks}} = K d |\cos\gamma|} \quad (K53)$$

Jfr. likn. (53) i Budal (1977), J. Ship Research. Resultatet viser at all energien som fell inn på delinga d projisert inn på bølgefrenten, altså på lengda $|\cos\gamma|d$, blir absorbert av kroppen som svingar optimalt i jaging og hiving. I staden kunne me ha brukt dei to modiane stamping og hiving. Poenget er, på ein optimal måte, å generera ei symmetrisk bølge ved hivrorrsle og ei antisymmetrisk bølge ved jaging eller stamping, eller eventuelt ved ei kombinert jage- og stamperørsle. Hivrorrsle og jagerørsle genererer like store bølgjer. I retninga $\theta = \pi - \gamma$ er dei i motfase med kvarandre, $b_1(\pi - \gamma) = -b_3(\pi - \gamma)$ slik at den resulterande bølgeutstrålinga blir null i denne retninga. Derimot er dei i fase med kvarandre i retninga $\theta = \gamma$, altså $b_1(\gamma) = b_3(\gamma)$ slik at dei der "fordoblar" seg til å bli like stor som den innkomande bølga, men har motsett fase, slik at innfallande pluss utstrålt bølge i retninga $\theta = \gamma$ blir null. All innfallande energi er dermed absorbert.

Total absorpsjon av innfallende bølge (a) med ei rekkje av kroppar som strålar i ein symmetrisk modus (b) og ein antisymmetrisk modus (c). Kurve (d) viser det resulterande bølgebiletet.



Endeleg skal me sjå litt på spesialtilfellet med sirkulærsymmetriske punktabsorbatorar under slike forhold at eksitasjonskrafta på kroppen er tilnærma den same som for ein isolert kropp ($N = 1$). Då er $\kappa_3(\gamma) = \kappa_3$ uavhengig av innfallsvinkelen γ . Me får då følgjande generalisering av (G51)

$$R_{33}(\gamma) = R'_{33}(\gamma)d \approx \frac{2R_{03}}{kd|\cos\gamma|} \quad (\text{K54})$$

der $R_{03} \equiv R_{1,33}$ er strålingsresistansen for ein isolert kropp i hivørslle. Resultatet følgjer ved kombinerings av (G15) og (K49). Eksitasjonskraftkoeffisienten for jaging varierer etter (D231) som $\cos\gamma$. Bruker me dessutan (D234) og (K49) finn me

$$R_{11}(\gamma) = R'_{11}(\gamma)d \approx \frac{4R_{01}}{kd} |\cos\gamma| \quad (\text{K55})$$

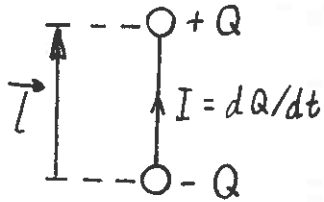
der $R_{01} \equiv R_{1,11}$ er strålingsresistansen for ein isolert kropp i jagerørslle. For stamperørslle gjeld tilsvarande

$$R_{55}(\gamma) = R'_{55}(\gamma)d \approx \frac{4R_{05}}{kd} |\cos\gamma| \quad (\text{K56})$$

der $R_{05} \equiv R_{1,55}$. Føresetnaden for desse formlane er at eksitasjonskraftkoeffisienten har tilnærma same verdiar anten kroppen er isolert eller han er i ei rekkje. Med eksperiment i ei bølgerenne som forklart i kapittel G kan me lett måla $R_{33}(\gamma)$, $R_{11}(\gamma)$ og $R_{55}(\gamma)$ for loddrett innfall, $\gamma = 0$. Dersom me dessutan måler R_{03} , R_{01} og R_{05} på ein isolert sirkulærsymmetrisk kropp i eit breitt bølgebasseng, kan me eksperimentelt få ein delvis verifikasjon på formlane (K54) - (K56).

Stråling frå oscillerande elektrisk dipol.

Oscillerande dipol



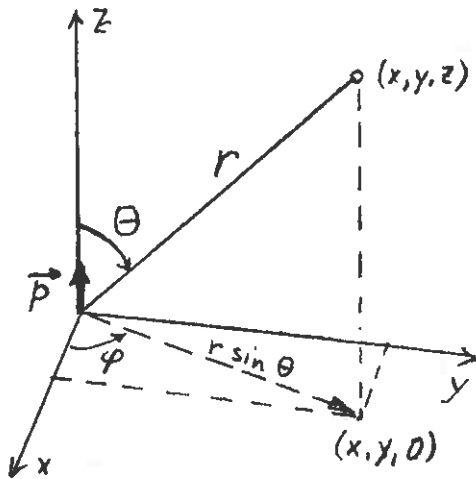
$$p = Ql = \hat{p}e^{i\omega t} \quad (A84)$$

$$\hat{p} = \hat{Q}l$$

$$\hat{I}l = i\omega\hat{Q}l = i\omega\hat{p} = ikc\hat{p} \quad (A86)$$

Frå elektromagnetisk feltteori kan utleiast (t.d. ved bruk av retarderte potensial) at feltet frå ein oscillerande dipol har følgjande

komponentar



$$\begin{aligned} \hat{E}_\varphi &= 0 \\ \hat{H}_r &= 0 \\ \hat{H}_\theta &= 0 \end{aligned} \quad (A87)$$

$$\hat{E}_r = \frac{(ik)^3 \hat{p}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2}{(ikr)^3} + \frac{2}{(ikr)^2} + 0 \right) \cos\theta e^{-ikr}$$

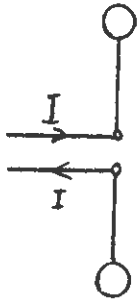
$$\hat{E}_\theta = \frac{(ik)^3 \hat{p}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{(ikr)^3} + \frac{1}{(ikr)^2} + \frac{1}{ikr} \right) \sin\theta e^{-ikr} \quad (A88)$$

$$\hat{H}_\varphi = \frac{(ik)^3 c \hat{p}}{4\pi} \left(0 + \frac{1}{(ikr)^2} + \frac{1}{ikr} \right) \sin\theta e^{-ikr}$$

"nærfelt" fjernfelt

Ein slik dipol \hat{p} kan vera modell for eit atom der (middel-punktet av) den negative elektronladningen svingar att og fram i forhold til den positive kjerneladningen, som nærmast er i ro.

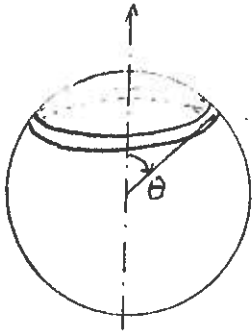
Dipolen \hat{p} kan og vera modell for ein kort radioantenne med lengd $l \ll \lambda$ og matestraum



$$\hat{I} = i\omega\hat{p}/l. \quad (\text{A89})$$

Dette blir i radioteknikken kalla ein Hertz-dipol.

Effekten P_r som strålar ut frå dipolen, finn me ved å integrera Poyntingvektoren $\vec{I} = \vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{E} \times \hat{H}^*)$ over ei kule omkring dipolen. Jfr. (A4) og (A51). Merk at felta er uavhengige av φ



$$\begin{aligned} P_r &= \int_0^\pi I_r 2\pi r \sin\theta r d\theta = \\ &= 2\pi \int_0^\pi I_r r^2 \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (\text{A90})$$

Då mediet (vakuum eller luft) kan reknast for tapsfritt, må integralet vera uavhengig av radien. Det er difor berre fjernfeltet som gjev tilskot til P_r .

Me har altså bruk for intensiteten berre i fjernfeltet

$$I_r = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{E}_\theta \times \hat{H}_\varphi^*) = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\frac{k^6 \hat{p} \hat{p}^*}{16\pi^2 \epsilon_0} \frac{1}{k^2 r^2} \sin^2\theta \right) + O\{r^{-4}\}$$

NB: Leddet $O\{r^{-3}\}$ er reint imaginært.

$$I_r = \frac{ck^4 \sin^2\theta}{32\pi^2 \epsilon_0 r^2} |\hat{p}|^2 \quad (\text{A91})$$

$$P_r = 2\pi \frac{k^4 c |\hat{p}|^2}{32\pi^2 \epsilon_0} \int_0^\pi \sin^2\theta \sin\theta d\theta$$

$$\int_0^\pi \sin^3\theta d\theta = \int_{\theta=\pi}^{\theta=0} (1-\cos^2\theta) d(\cos\theta) = \int_{-1}^1 (1-x^2) dx = 2\left(1-\frac{1}{3}\right) = \frac{4}{3}$$

Utstrålt effekt frå dipolen er altså

$$\boxed{P_r = \frac{k^4 c |\hat{p}|^2}{12\pi\epsilon_0}} = \frac{\mu_0 \omega^4 |\hat{p}|^2}{12\pi c} \quad (\text{A92})$$

Dipolantenne.

Effekten som strålar ut frå Hertz-dipolen finn me ved å bruka (A86)

$$P_r = \frac{k^4 c |\hat{I}|^2 (l/kc)^2}{12\pi\epsilon_0} = \frac{1}{2} \frac{(kl)^2}{6\pi\epsilon_0 c} |\hat{I}|^2$$

Samanliknar me med (A60b) ser me at Hertz-dipolen har ein strålingsresistans

$$\boxed{R_{r,el} = \frac{(kl)^2}{6\pi\epsilon_0 c} = \frac{\eta_0 c (kl)^2}{6\pi} = \frac{Z_0}{6\pi} (kl)^2 = (kl)^2 \frac{377\Omega}{6\pi}} \quad (\text{A94})$$

$$R_{r,el} = (kl)^2 20,0 \text{ ohm} \quad (\text{A95})$$

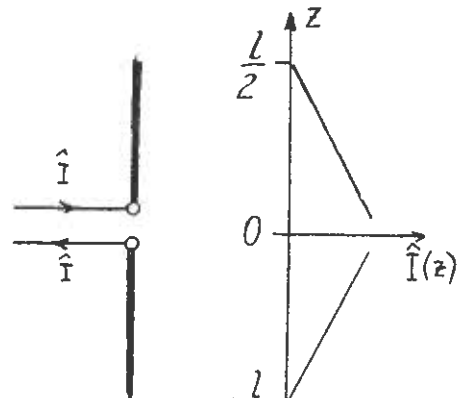
Når dipolføresetnaden $l \ll \lambda$ eller $kl \ll 1$ ikkje er oppfylt trengst ein modifisert analyse. Jfr. antenneteorien.

Formelen (A95) gjeld altså for så korte dipolantenner at $R_{r,el} < 20 \text{ ohm}$.

Vi har utleidd formelen under føresetnad av at straumen \hat{I} er konstant over heile lengda l . For ein tynn tråd er straumen null på enden.

Me kan definera ei effektiv lengd l_{eff} ved

$$\hat{I} l_{\text{eff}} = \int_{-l/2}^{l/2} \hat{I}(z) dz$$



der \hat{I} er strømmen ved matepunktet. Det resulterende dipolmomentet er

$$\hat{p} = \frac{\hat{I}l_{\text{eff}}}{i\omega}$$

slik at strålingsresistansen for dipolen er

$$R_{r,el} = (kl_{\text{eff}})^2 20,0 \text{ ohm} \quad (\text{A95a})$$

Merk at når $kl \ll 1$ vil fjernfelte frå alle antenneelementa dz interferera konstruktivt. For lengre antenner vil det bli destruktiv interferens og utrekninga av det resulterande fjernfeltet må ta omsyn til det. For ei tynn halvbølgje-antenne ($l = \lambda/2$) eller ein "halvbølgjedipol" gissar ein på ei straumfordeling

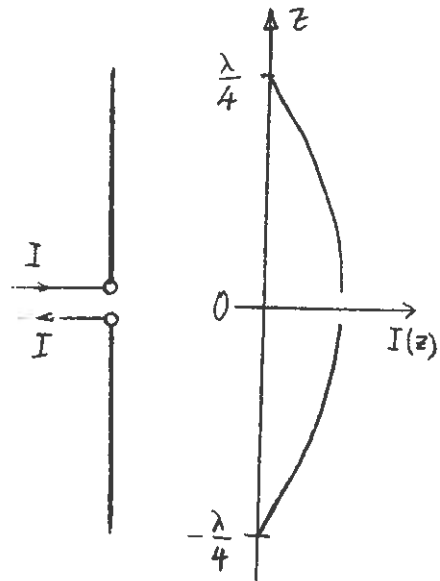
$$\hat{I}(z) = \hat{I} \cos kz$$

der \hat{I} er strømmen i matepunktet. Resultantfeltet blir som frå ein superposisjon av Hertz-dipolar med minkande dipolmoment utover mot enden av antenna. Ved integrasjon vil ein finna

$$R_{r,el} = 73,1 \text{ ohm}$$

Målte verdiar for praktiske halvbølgjedipolar ligg gjerne i området 65 til 72 ohm. Strålingsreaktansen som heng saman med nærfeltet (lagringsfeltet) er gjerne ca. 40 ohm.

Formelen (A95) brukt ukritisk gir for stor verdi når $kl = \pi$ ($\ll 1$), nemleg: $\pi^2 20 \text{ ohm} = 197 \text{ ohm}$.



Absorpsjonstverrsnitt for ein Hertz-dipol.

Me går ut frå at ei innfallande plan bølge med vertikalpolarisert elektrisk felt \hat{E}_i induserer ei eksitasjonsspenning

$$\hat{U}_e = \hat{E}_i l$$

i dipolen. Med bruk av (A94) og innsetjing i (A83) får me

$$P_{\max} = \frac{|\hat{E}_i l|^2 6\pi\epsilon_0 c}{8(kl)^2} = \frac{3\pi\epsilon_0 c}{4k^2} |\hat{E}_i|^2$$

Merk at l fell ut av samanhengen. Antennedimensjonen er ikkje avgjerande (anna enn at $l \ll \lambda$). Etter (A50) er den innfallande intensiteten

$$I_i = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\hat{E}_i|^2$$

Absorpsjonstverrsnittet blir

$$A_a = \frac{P_{\max}}{I_i} = \frac{3}{2} \frac{\pi}{k^2} = \frac{3}{2} \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

For ein rundstrålar er $A_a = \frac{\lambda^2}{4\pi}$. Jfr. (A72) og oppg. A2. At me her får 50% større absorpsjonstverrsnitt heng saman med at Hertz-dipolen ikkje strålar isotropt, og vidare med at me her har gått ut frå den mest gunstige retningsorienteringa av mottakarantenna, nemleg med dipolen retta parallelt med polarisasjonsretninga for det elektriske feltet i den innfallande plane bølga

Med $\nu = \omega/2\pi = 3 \cdot 10^6$ Hz er $\lambda = \frac{c}{\nu} = 100$ m og

$$A_a = \frac{3}{2} \frac{100^2}{4\pi} = 1194 \text{ m}^2 \quad (\text{A96})$$

trass i at antennelengda l er mykje mindre enn 100 m. Me ser at den absorberte effekten ved resonansavstemt og resistanstilpassa antennekrets ikkje er korrelert med dimensjonen på antenna.

Vekselverknad mellom lys og eit atom (klassisk, og ikkje-kvantemekanisk teori her).

Ein molekyl eller eit atom blir elektrisk polarisert når der er eit elektrisk felt.

Det elektriske feltet i lyset induserer ein elektrisk dipol i partikkelen som oscillerer med lysfrekvensen. Den oscillerande dipolen sender ut lys i ymse retningar (mest i retninga $\theta = \frac{\pi}{2}$ - jfr. (A91) - der $\theta = 0$ svarar til dipolretninga, d.v.s. retninga til feltet i det innfallande lyset som i atmosfæren er upolarisert lys).

Det spreidde lyset frå luftmolekylane er ansvarleg for at himmelen ser blå ut, trass i at sollyset har ein etter måten svak styrke i den blå enden av spektret. Det blå lyset, som har størst ω , dominerer likevel i det spreidde lyset p.g.a. faktoren ω^4 i (A92). Det raude lyset blir spreidd minst. Dette forklarar kvifor himmelen er raudfarga nær solrenning og solefall.

Desse effektane forsvinn ved overskya ver fordi partiklane (vassdropane) i skyene er så store at føresetnaden for (A92), nemleg $l \ll \lambda$ ikkje gjeld. Skyene er kvite eller grå.

Sterkere vekselverknad mellom lys og atom, blir det når lyset er i resonans med atomet:

Me ser på ein klassisk harmonisk oscillator (oscillerande dipol) som ein modell for eit lys-absorberande og lys-emitterande atom. Atomet har altså ein eigenfrekvens ω

(svarande til spektrale absorpsjons- og emisjonslinjer).

I nullte orden lyder den oscillerande dipolen differensiallikninga

$$m_e (\ddot{s} + \omega^2 s) = 0$$

Her er m_e - elektronmassen og s posisjonen til elektronet (eller middelposisjonen til "elektronskya"). Denne har ei løysing $s = s_0 e^{i\omega t}$ svarande til udempa frie svingingar.

$$m_e (\ddot{s} + \omega^2 s) = 0$$

$$\frac{1}{2} m_e (\dot{s})^2 + \frac{1}{2} \omega^2 m_e s^2 = W = \text{konst}$$

$$W_k + W_p = W$$

): Totalenergien fordeler seg på kinetisk og potensiell energi. Utsvinget kan uttrykkjast ved dipolmomentet

$$p = es$$

$$W_k = \frac{1}{2} m_e (\dot{s})^2 = \frac{1}{2} \frac{m}{e^2} (\dot{p})^2$$

$$W_p = \frac{1}{2} \omega^2 m_e s^2 = \frac{1}{2} m \left(\frac{\omega}{e} \right)^2 p^2$$

$$W = W_k + W_p = \frac{1}{2} \frac{m}{e^2} (\dot{p}^2 + \omega^2 p^2) = \frac{1}{2} \frac{m}{e^2} \omega^2 p_0^2$$

Men dei frie svingingane er ikkje udempa. Energitalpet pr. tidseining er etter (A92)

$$\dot{W} = -P_r = -\frac{\mu_0 \omega^4 p_0^2}{12\pi c}$$

$$\frac{\dot{W}}{W} = -\frac{\mu_0 \omega^4 2e^2}{12\pi c m \omega^2} = -\frac{2\mu_0 e^2 \omega^2}{12\pi c m}$$

Energien minkar altså eksponensielt med tida

$$W \propto e^{-\frac{2\mu_0 e^2 \omega^2}{12\pi c m} t}$$

$$s_0 \propto p_0 \propto W^{\frac{1}{2}} \propto e^{-\frac{\mu_0 e^2 \omega^2}{12\pi c m} t} = e^{-\delta t}$$

Dempingskoeffisienten

$$\delta = \frac{\mu_0 e^2 \omega^2}{12\pi c m}$$

For atom er $\delta \ll \omega$.

Ser me på tvungne svingingar for oscillatoren, vil me ha ei skarp resonanskurve med halvverdibreidd

$$\Gamma = 2\delta = \frac{\mu_0 e^2 \omega^2}{6\pi c m}$$

Jfr. t.d. Westin, Svingningslære, kap. 3., s. 12. Dette er den naturlege linjebreidda for spektrallinja. Den relative halvverdibreidda er

$$\frac{\Gamma}{\omega} = \frac{\mu_0 e^2 \omega}{6\pi c m_e}$$

For synleg lys er $\frac{\Gamma}{\omega} \ll 1$.

$$\lambda = 2\pi/k = 2\pi c/\omega$$

$$\left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \left| -\frac{\Delta\omega}{\omega} \right| \approx \left| -\frac{\Gamma}{\omega} \right|$$

Naturleg linjebreidd:

$$\begin{aligned} (\Delta\lambda)_{\text{naturleg}} &= \frac{\Gamma}{\omega} \lambda = \frac{\mu_0 e^2 \omega \lambda}{6\pi c m_e} = \frac{\mu_0 e^2}{3m} \\ &= \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{3 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} = 1,18 \cdot 10^{-14} \text{ m} \end{aligned}$$

Synleg lys (gult) $\lambda = 0,56 \text{ nm}$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1,18 \cdot 10^{-14}}{0,56 \cdot 10^{-6}} = 2 \cdot 10^{-8} \quad (\text{klassisk})$$

I tillegg til den naturlege linjebreidda kan spektrallinja ha tilleggsbreidd (kollisjonsbreiing, dopplerbreiing).

Då $\delta = R/2m$ (jfr. Westin, Svingningslære) kan me gjerne definera ein mekanisk strålingsresistans for atomet

$$R_r = 2m_e \delta = 2m_e \frac{\mu_0 e^2 \omega^2}{12\pi c m_e} = \frac{\mu_0 e^2 \omega^2}{6\pi c}$$

VEDLEGG 2.

REKNEOPPGAVER TIL ØVING.

Oppgave A1. (Strålingsimpedansen for ei pulserande kule).

Ei frittstående kule med radius a strålar ut ei akustisk kulebølge. Overflata av kula svingar radielt med farten $u = \hat{u} e^{i\omega t}$. For $r > a$ kan bølga uttrykkjast ved lydtrykket

$$p = \frac{A}{r} e^{i(\omega t - kr)}$$

og (den radielt retta) partikkelfarten

$$v = v_r = \left(\frac{1}{ikr} + 1 \right) \frac{A}{\rho c r} e^{i(\omega t - kr)}$$

(Jfr. "Bølgjelære", § 14 og § 15).

Bruk grensevilkåret $u = v|_{r=a}$ til å finna koeffisienten A og finn strålingsimpedansen Z_r , strålingsresistansen R_r og den adderte massen m_r . Utlei Z_r med utgangspunkt i reaksjonskrafta frå bølga. Kontroller resultatet for R_r med utgangspunkt i den utstrålte effekten.

Oppgave A2. (Akustisk punktabsorbator)

Sjå på ei frittstående pulserande kule. Kula skal brukast som mikrofon. Radien a for kula er så mykje mindre enn bølglengda ($ka \ll 1$) at me kan sjå på mikrofonen som ein punktabsorbator. Når $ka \ll 1$, er strålingsresistansen

$$R_r \approx 4\pi a^2 \rho c.$$

Kuleoverflata har ein masse m og ein stivhet S mot radielle utsving. Dessutan er der ein mekanisk resistans R som t.d. kan realiserast ved elektrodynamisk konvertering av den absorberte energien til elektrisk energi. Det fell ei harmonisk plan bølge

$$p_i = A_0 e^{i(\omega t - kx)}$$

inn mot kula. For ein punktabsorbator kan me sjå bort frå spreidde (reflekterte og diffrakterte) bølger.

Svingeparametraner er dimensjonerte slik at me får resonansabsorpsjon. Finn den maksimale absorberte effekten P_{\max} uttrykt ved A_0 , a , k og ρc . Vis også at absorpsjonstverrsnittet for den frittstående kula er $\lambda^2/4\pi$.

Oppgave A3. (Kort dipolantenne)

Ei vertikal jorda antenne

med høgd $h = 4$ m har ved

$v = \omega/2\pi = 3$ MHz (eller

$\lambda = 100$ m) ei effektiv høgd

$h_{\text{eff}} = 2$ m. Matepunktet for

antenna er ved jordplanet og

antenna er kopla til ein

elektrisk krets som skissert

i figuren. Vis at strålings-

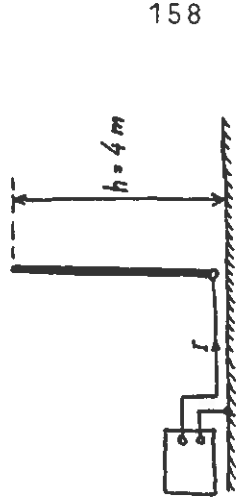
resistansen er $R_s = 0,63$ ohm.

Antenna blir brukt til mottaking av ei plan bølge med vertikalpolarisert elektrisk felt som har amplitude $|E_i| = 10^{-3}$ V/m.

Antennekretsen er både resistanstilpassa og avstemt til resonans.

Rekn ut den effekten som blir absorbert av antennekretsen.

Rekn og ut absorpsjonstverrsnittet for antenna.



Oppgave B1. (Refleksjon av plan bølge ved vertikal vegg)

Vis at ei tyngdebølge med elevasjon, som har kompleks amplitude

$$\hat{\eta}_i = \eta_0 \exp\{-ik_x x - ik_y y\} \quad (1)$$

kan forplanta seg på eit uendeleg stort vatn med konstant djupn h . Uttrykk k_x og k_y ved vinkelrepetensen k og vinkelen γ mellom forplantingsretninga og x -aksen.

Oppgave B3. (Svinnmodus)

Den komplekse amplituden $\hat{\phi}$ til fartpotensialet må oppfylle Laplace-likninga. Ei plan bølge, som forplantar seg i x-retning på eit uendeleg stort vatn med konstant vassdjupn h, er drøfta i forelesningane. Bølgja er av typen

$$\hat{\phi} = X(x)Z(z), \text{ der } X''(x) = -k^2 X(x) \text{ og } Z''(z) = k^2 Z(z),$$

og der k har ein ein-eintydig positiv verdi for gitt ω .

Vis at separasjonskonstanten $\lambda = k^2$ må vera reell (når ω er reell).

Det er mogleg å finna andre partikulære løysingar for $\hat{\phi}$ svarande til visse negative verdiar på λ , $\lambda = -m^2$. Finn den (transcendente) likninga som m må oppfylle, og vis korleis ein grafisk kan finna løysingar $\{m_n\} = \{m_1, m_2, m_3, \dots\}$. Finn det tilsvarande fartpotensialet $\hat{\phi}_n$. (Føresetnaden er at eit område $x > x_{\max}$ og/eller $x < x_{\min}$ er ekskluderte frå det området av x-aksen der løysinga gjeld.) Slike løysingar svarar til såkalla svinnmodi eller svinn-"bølgjer" (engelsk: evanescent modes, evanescent waves).

Vis at svinn-"bølgjer" ikkje overfører energi (i tidsmiddel).

Oppgave B4. (Ortogonal funksjonssett $\{Z_n(z)\}$)

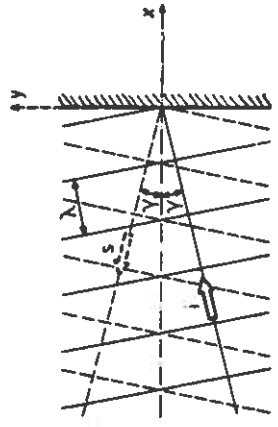
Med separasjonsmetoden finn me at eit fartpotensial med kompleks amplitude

$$\hat{\phi} = Z(z) H(x, y)$$

er ei partikulær løysing av Laplace-likninga dersom

$$\nabla_H^2 H = \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = -\lambda H$$

Me tenkjer oss at bølgja (1) i området $x < 0$ blir reflektert ved ein stillestående vertikal vegg i planet $x = 0$. Bruk grensevilkåret ved vegen til å finna den resulterande bølgja



$$\hat{\eta} = \hat{\eta}_i + \hat{\eta}_s$$

der $\hat{\eta}_s$ står for den reflekterte bølgja. Påvis at refleksjonsvinkelen er lik innfallsvinkelen.

Oppgave B2. ("Tverrsvingingar" i ei bølgjerenne)

Ei uendeleg lang bølgjerenne i området $-\frac{d}{2} < x < \frac{d}{2}$ er avgrensa av faste plane vegger, plana $x = -d/2$ og $x = +d/2$. Renna har konstant vassdjupn h.

Vis at det i y-retning kan forplanta seg harmoniske bølgjer, av typen

$$\eta = (A \exp\{-ik_x x\} + B \exp\{ik_x x\}) \exp\{-iky\}$$

Bruk grensevilkåra til å finna krav som k_x må oppfylle. Kva vilkår må vinkelfrekvensen ω oppfylle for at det ikkje skal kunna vera tverrsvingingar i renna?

Utlei uttrykk for fasefarten $v_f = \omega/k_y$ og gruppefarten $v_g = d\omega/dk_y$ for bølgjer som forplantar seg i y-retning i bølgjerenna.

(3)

hvor $\ell \Delta Y = 2\pi$

Dette kan også skrives på integralform.

$$E = \frac{1}{2} \rho g \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} |A(\omega, \gamma)|^2 d\omega d\gamma \quad (4)$$

På samme måte kan sjøoverflatens posisjon skrives som

$$\eta(x, y, t) = \operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\ell} \hat{A}'(\omega_m, \gamma_n) \exp[i(\omega_m t - ik_m x \cos \gamma_n + y \sin \gamma_n)] \Delta \omega \Delta \gamma \quad (5)$$

Her er $\hat{A}'(\omega, \gamma)$ en kompleks amplitude med vilkårlig fase i intervallet 0 til 2π . Finn sammenhengen mellom $|\hat{A}'(\omega, \gamma)|$ og $|A(\omega, \gamma)|$. Vis ut fra likn. (5) at

$$\overline{\eta^2} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\ell} |A(\omega, \gamma)|^2 \Delta \omega \Delta \gamma \quad (6)$$

hvor

$$\overline{\eta^2} \stackrel{\text{def}}{=} \lim_{T, L_x, L_y \rightarrow \infty} \frac{1}{T L_x L_y} \int_0^T \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \eta^2 dt dx dy \quad (7)$$

Oppgave D1. (Strålingsresistans for vertikal plate)

Ei bølgerenne med breidd d og djupn h har i den eine enden ($x = 0$) ein bølgegenerator i form av ei stiv vertikal plate (rektangulært stempel) som svingar harmonisk med fart-amplitude u_1 (rein jagerørslø) og med vinkelfrekvensen ω . I den andre enden av bølgerenna er ein ideell absorberator, d.v.s. me kan rekna som om bølgelengda er uendeleg lang ($0 < x < \infty$).

Finn eit eksakt uttrykk for fartpotensialet i den genererte bølgeja. (Svaret, som er ei uendeleg rekkje, inneheld parametrar som må definerast implisitt ved transcendentte likningar.)

Bruk elementære funksjonar til å uttrykkja strålingsresistansen R_{11} ved vinkelrepetensen k , væsketettleiken ρ og lengdene h og d .

og

$$Z'' = \frac{d^2 Z}{dz^2} = \lambda Z$$

der λ er den såkalla separasjonskonstanten. Her må funksjonen $Z(z)$ oppfylle randvilkåra på den frie overflata $z = 0$ og på sjøbotnen $z = -h$, nemleg

$$\omega^2 Z(0) = gZ'(0) \quad \text{og} \quad Z'(-h) = 0$$

Det skal visast at det finst ei uendeleg mengd $\{\lambda_n\}$ av moglege verdjar ("eigenverdjar") på λ . Vis at dei alle er reelle (når ω er reell), og ordna dei slik at

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \lambda_2 > \dots$$

der λ_0 er den største eigenverdien. Vis også at dei tilsvarande (eigen)-funksjonane $\{Z_n(z)\}$ er ortogonale. Finn uttrykk for alle $Z_n(z)$ slik at dei er normaliserte, d.v.s. slik at

$$\int_{-h}^0 Z_n(z) Z_\ell^*(z) dz = \delta_{n\ell} = \begin{cases} 1 & \text{når } \ell = n \\ 0 & \text{når } \ell \neq n \end{cases}$$

Skriv spesielt opp uttrykket for $Z_0(z)$.

Oppgave C1. (Energispekteret).

En irregulær sjøtilstand kan betraktes som sammensatt av bølger med alle mulige frekvenser, ω , og innfallsvinkler, γ . Energiinnholdet for bølger innenfor området $(\omega, \omega + \Delta\omega)$ og $(\gamma, \gamma + \Delta\gamma)$ kan skrives som:

$$E(\omega, \gamma) \Delta\omega \Delta\gamma = \frac{1}{2} \rho g |A(\omega, \gamma)|^2 \Delta\omega \Delta\gamma \quad (1)$$

slik at sjøtilstandens totale energiinnhold vil være:

$$E = \frac{1}{2} \rho g \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\ell} |A(\omega_m, \gamma_n)|^2 \Delta\omega \Delta\gamma \quad (2)$$

Teikna kurve for $(R_{11} \omega^3 / \rho g^2 d)$ som funksjon av kh .

Løys også oppgåva for det tilfellet at plata er hengsla om nedre kanten (ved $z = -h$) og at \hat{u}_1 står for den horisontale komponenten av fartamplituden i vasskorpa ($z = 0$).

Oppgåve D2. (Sirkulær bølgegenerator).

Ein vertikal sylinder med radius a og høgd større enn vassdjupna står på sjøbotnen, $z = -h$. Veggen i sylindren pulserer i radiell retning med ein kompleks fartamplitude $\hat{u}_r(z) = \hat{u}_0 c(z)$, der konstanten $\hat{u}_0 = \hat{u}_r(0)$ representerer pulseringsfarten i vasskorpa $z = 0$. (Merk at $c(0) = 1$). Det er sirkulær symmetri i pulseringa slik at det er ingen variasjon med koordinatvinkelen θ .

Finn fartpotensialet $\hat{\phi} = \varphi \hat{u}_0$ for den genererte bølge uttrykt som ei uendeleg rekkje, der me går ut frå at dei normaliserte eigenfunksjonane $\{z_n(z)\}$ i oppgåve B4 og dei tilhøyrande eigenverdiane $\lambda_0 = k^2$, $\lambda_1 = -m_1^2$, $\lambda_2 = -m_2^2$, ... er kjende.

Uttrykk strålingsimpedansen Z_{00} ved ei uendeleg rekkje, og finn eit enkelt uttrykk for strålingsresistansen R_{00} .

Det kan bli bruk for følgjande relasjonar for Bessel-funksjonar: Me har $(d/dx)J_0(x) = -J_1(x)$ og tilsvarande for $N_0(x)$, $H_0^{(1)}(x)$, $H_0^{(2)}(x)$ og $K_0(x)$, medan $(d/dx)I_0(x) = I_1(x)$. Her er I_n og K_n n -te ordens modifiserte Bessel-funksjonar av 1. og 2. slag. Asymptotiske uttrykk er $I_0(x) \rightarrow e^x / \sqrt{2\pi x}$ og $K_0(x) \rightarrow \pi e^{-x} / \sqrt{2\pi x}$ når $x \rightarrow +\infty$. Dessutan gjeld

$$J_1(x)N_0(x) - J_0(x)N_1(x) = 2/\pi x.$$

Oppgåve D3. (Maksimum absorbert effekt.)

Bruk resultat frå forelesningane til å visa at ein sirkulær symmetrisk bøye maksimalt kan absorbera ein effekt

(a) $P_{\text{maks}} = (3\lambda/2\pi)K$

når han kan svinga berre i jage- og hiv-modiane.

(b) $P_{\text{maks}} = (\lambda/\pi)K$

når han kan svinga berre i jage- og stampe-modiane.

(c) $P_{\text{maks}} = (3\lambda/2\pi)K$

når han kan svinga berre i jaging, hiving og stamping.

Vis vidare at ein to-dimensjonal kropp med venstre-høgre-symmetri maksimalt kan absorbera

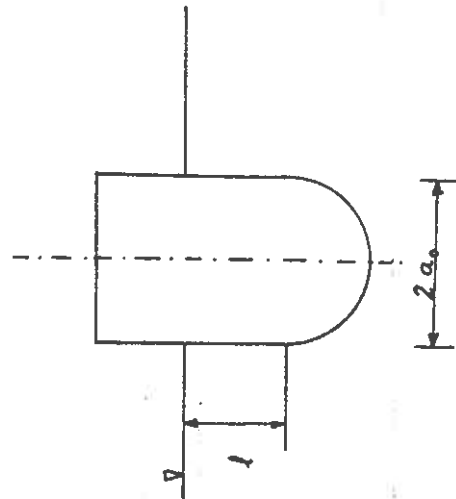
(d) halvparten av den innkomande bølgeenergien når han kan svinga berre i jage- og stampe-modiane, og

(e) heile den innkomande bølgeenergien når han kan svinga i jaging og hiving, eventuelt jaging, hiving og stamping.

Nemn i kvart av tilfella (a) - (e) kva vilkår dei komplekse fartamplitudane må oppfylle.

Oppgåve E1. (Hivkraft på bøye)

Figuren viser en bøye med halvkuleformet bunn.



Oppgave E1. - Vedlegg

Fra forelesningene har vi (dypt vann):

$$\kappa_{FK,3} = \rho g \pi \int_{-l-a_0}^0 J_0(ka) \exp(kz) \frac{d}{dz}(a^2) dz \quad (1)$$

Fra dette kan $\kappa_{FK,3}$ beregnes analytisk som en rekkutvikling i (ka_0) og (kl) . Finn de to første leddene i denne rekkutviklingen og sammenlign med teorien for $\kappa_{FK,3}$ basert på $ka_0 \rightarrow 0$ og $kl \rightarrow 0$.

I det videre framover skal vi benytte $l = 0$.

Havelock, [1], har for dette tilfellet regnet ut strålingsresistansen og addert masse.

$$m_{33} = \frac{2}{3} \pi a_0^3 \rho \mu \quad (2)$$

$$R_{33} = \frac{2}{3} \pi a_0^3 \rho \omega \epsilon \quad (3)$$

Parametrene μ og ϵ er dimensjonsløse funksjoner av ka_0 . Vedlegg til oppgaven viser ϵ og μ plottet som funksjon av ka_0 .

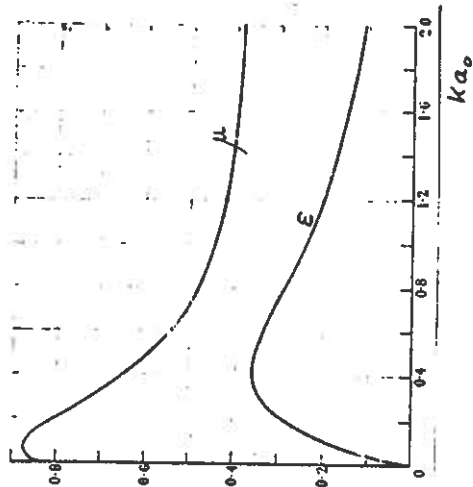
Plott $\frac{|\kappa_3|}{\rho g \pi a_0^2}$ ut fra følgende to metoder

* Benytt $m_{33}(ka_0)$ samt teori for $ka_0 \ll 1$.

* Benytt $R_{33}(ka_0)$ samt eksakt sammenheng mellom $R_{33}(ka_0)$ og $|\kappa_3|$.

Sammenlign de to resultatene.

[1] Havelock, Proc. Royal. Soc. 231A 1-7 (55)



ka_0	μ	ϵ
0.0	0.845	0.00
0.1	0.885	0.175
0.2	0.820	0.285
0.3	0.730	0.340
0.4	0.655	0.360
0.5	0.600	0.355
0.6	0.545	0.335
0.7	0.505	0.305
0.8	0.475	0.285
0.9	0.455	0.260

Oppgave G1. (Strålingsresistans for sylindrisk bøye.)

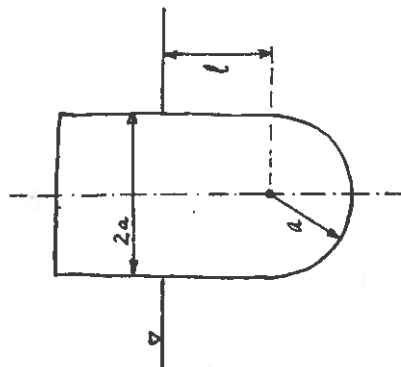
Figuren viser ein flytande sylindrisk bøye med halvkuleforma botn. Radien er a , og l er likevektsnedstøkkinga av den sylindriske delen. For hivmodusen har det vist seg at formelen

$$R_O = R_H e^{-2kl}$$

for strålingsresistansen passar godt med eksperimentelle målingar, når det er djupt vatn. Her er

$$R_H = \omega \rho \frac{2\pi}{3} a^3 \epsilon$$

der $\epsilon = \epsilon(ka)$ er Havelocks dimensjonsløse dempingskoeffisient. Jfr. tabellen nedanfor. Den hydrostatiske stivheten til bøyen er



$$S = \rho g \pi a^2$$

P.g.a. den sirkulære symmetrien gjeld

$$R_o = \frac{\omega k}{2\rho g^2} |\kappa_o|^2$$

der κ_o er eksitasjonskraftkoeffisienten. Uttrykk dei dimensjons-
lause parametrene $|\kappa_o|/S$ og $\omega R_o/S$ ved ϵ , ka og kl . Rekna
ut numeriske verdiar for desse to parametreane med $l/a = 0, 4/3$ og
 $8/3$ for kvar av ka -verdiene i tabellen nedanfor.

$ka = 0$	0,01	0,05	0,1	0,15	0,2	0,3
$\epsilon = 0$	0,0230	0,104	0,18	0,24	0,28	0,34

Oppgåve G2. (Effektabsorpsjon med kraftb ye.)

Ein hivande bøye svingar med fart i fase med eksitasjonskrafta
(nett som for eit resonant svingesystem) slik at fasevilkåret
for maksimal energiabsorpsjon er oppfylt. B yen er sylindrisk
og botnen er halvkuleforma. Jfr. oppgåve G1. Diameteren er
 $2a = 6$ m og den sylindriske delen av bøyen har ei likevekts-
neds kning $l = 4$ m. B yen har ein maksimal utsvingsamplitude
 $|\zeta| < 1$. Dempinga av hiv rsla skal avpassast for maksimum
effektabsorpsjon ved moderate b lgjeamplitudar og for maksimal
utsvingsamplitude ved høgare bølgjer. Bortsett frå denne av-
grensinga i amplituden, reknar me at lineær teori gjeld. Bruk
numeriske verdiar rekna ut i oppgåve G1.

(a) Rekn ut og teikn diagram for absorbert effekt P som
funksjon av amplituden $|\eta_i|$ på den innkomande regulære
bølgja, n r perioden er $T = 6,3$ s, $9,0$ s, $11,0$ s og $15,5$ s.

Me skal no gå ut frå at maskineriet i bøyen ikkje har kapasitet
til   absorbera større effekt enn $P_{maks} = 300$ kW (inkludert
effekt tapt i friksjon o.l.). Ved ekstremt høge bølgjer skal
difor fasevinkelen β mellom farten og eksitasjonskrafta ikkje
lenger vera null. For denne situasjonen

(b) rekn ut og teikn diagram for β som funksjon av $|\eta_i|$
slik at den absorberte effekten er $P = P_{maks}$. Perioden
har fire ulike verdiar som i punkt (a).

(c) Grei kort ut om korleis dette vil forandra seg dersom me i
staden for   spesifisera $P_{maks} = 300$ kW, spesifiserer ei
maksimal dempingskraft $|f_n|_{maks} = 2,4 \cdot 10^5$ N i maskin-
eriet, eller ein maksimal lastresistans $R_{maks} = 1,0 \cdot 10^5$
Ns/m⁻¹.

Oppgåve G3. (Absorbert effekt pr. volum.)

Det er gitt ei regulær bølgje med amplitude $|\eta_o| = 1$ m.
B lgjeperioden kan variera i området 5 s $< T < 16$ s. Det er
djupt vatn. Det skal absorberast maksimalt med b lgjeenergi
med ein optimalt styrt bøye, som er ein sylinder med halvkule-
forma botn. Jfr. oppgåvene E1 og G1. Diameteren er $2 \cdot a$, og
sylinderh gda er $2 \cdot l$, der l er likevektsneds kkinga. Bort-
sett frå at utsvingsamplituden er avgrensa til $|\zeta| < 1$, skal
me rekna at lineær teori er gyldig.

(a) Finn eit uttrykk for forholdet mellom den absorberte
effekten P og volumet V av bøyen. Når l er fast,
vis at (P/V) har sin maksimale verdi n r $a \rightarrow 0$. Teikna
kurve for $(P/V)_{maks}$ som funksjon av T .

(b) Rekn ut og teikn kurve for P/V som funksjon av T når
 $a = 3$ m og $l = 4$ m. Teikn og kurve for korleis P/V
ville ha vore om det ikkje hadde vore avgrensing i ut-
svingsamplituden. I tillegg til skalaen for P/V (i
kW/m³) legg inn ein skala for P (i kW).

VEDLEGG 3. Preprint. Proceedings of Symposium on Wave Energy Utilization, Gøteborg 30. Oct. - 1. Nov. 1979.

EXPERIMENTS WITH POINT ABSORBERS IN REGULAR WAVES

K. Budal, J. Faines, A. Kyllingstad and G. Oltedal,
 Institutt for eksperimentalfysikk, Noregs tekniske høgskole,
 N-7034 Trondheim - NTH, Norway.

ABSTRACT

The subject of this paper is experiments on a row of buoys with heaving motion optimised for maximum absorption of wave power. Optimum phase is obtained by two methods: (i) by resonance tuning and (ii) by locking the heave motion during controlled intervals of each wave cycle. It is demonstrated, in agreement with theory, that 50% of the incident wave power may be absorbed by a single row of heaving buoys, and that 100% may be absorbed if a reflector is placed behind the buoys. The reflector may be either a fixed vertical wall or another row of resonant heaving buoys (dynamic reflector).

The effect of interaction between buoys in a linear row has been experimentally investigated. In agreement with theory it has been found that the interaction factor is proportional to the ratio of buoy interspacing to wavelength, when this ratio is less than unity.

1. INTRODUCTION

A wave-power absorber whose horizontal extension is very small compared to the wavelength, has been termed "a point absorber"^{1,2,3,4}. In theory, it has been known for some time that an optimally run point absorber, operating in the heaving mode of oscillation, may absorb an amount of power equal to the propagating wave power in a plane wave of frontage $\lambda/2\pi$ where λ is the wavelength.

It has been predicted⁵ that the absorbed power, per point absorber, may be even larger in a system of constructively interfering point absorbers. One linear row of interspaced point absorbers may absorb 50% of the incoming wave energy, or 100% if there is a reflector behind the row of point absorbers⁶.

We report here on experiments carried out with point absorbers in the form of resonant heaving buoys. The above-mentioned theoretical predictions are experimentally verified in regular (harmonic) waves.

The optimum oscillating motion of the buoy requires tuning of the dynamic mass of the oscillator. Alternatively we can use a buoy whose mass is too small, but instead a device, controllable by a computer, holds the buoy in a fixed vertical position during two individually controlled time intervals of each oscillation cycle. Both methods for optimum motion have been used in the present experiments.

2. SURVEY OF THEORY

Consider an infinitely long row of circularly symmetric heaving buoys separated by a regular interspace d between consecutive buoys, Fig.1. The maximum radius of each buoy is a , where $a \ll d$. Let a regular plane wave $\eta_1 e^{-ikx}$ be normally incident on the row. (For convenience the factor $e^{i\omega t}$ is omitted here and also in the following).

where u is the phase between heaving velocity and excitation force. Further $R_r = R_r(\omega)$ is the radiation resistance, which depends on the magnitude and the shape of the buoy, and on the distance d between adjacent buoys. It is easily shown that the maximum absorbed power is

$$P_{\max} = \frac{|F_e|^2}{8R_r} \quad \text{when } u = 0 \quad \text{and } U = \frac{F_e}{2R_r} \quad (5)$$

It is known that for one isolated buoy, the maximum absorbed power is $P_{O,\max} = K/k$ where

$$K = \frac{f \rho g^2}{4\omega} |\eta_i|^2 \quad (6)$$

is the incident wave power per unit frontage. Here ρ is the mass density of water and

$$f = f(kh) = \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \tanh(kh) \quad (7)$$

is a depth parameter that tends to unity for deep water ($kh \rightarrow \infty$).

The individual buoys of a row interact. In general, the radiation resistance R_r and the absorbed power P_{\max} differ substantially from the corresponding values of an isolated buoy. We introduce the interaction factor⁵

$$q = \frac{P_{\max}}{P_{O,\max}} = \frac{k P_{\max}}{K} = \frac{\omega k |\kappa|^2}{2 f \rho g^2 R_r} \quad (8)$$

Due to the left-right symmetry of the row of heaving buoys we have⁵

$$P_{\max} = \frac{1}{2} K d \quad \text{when } kd < 2\pi \quad (9)$$

that is, when the distance between the buoys is less than one wavelength. Equating with (5) and using (6) yields

Thus η_i is the complex amplitude of the undisturbed wave elevation at the position of (the center of) each buoy. The angular frequency ω and the angular repetency $k = 2\pi/\lambda$ are related by

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (1)$$

where h is the water depth and g the acceleration of gravity.

The incident wave induces an oscillating vertical force (excitation force), which has a complex amplitude

$$F_e = \kappa \eta_i \quad (2)$$

when all buoys are held fixed. The heave force coefficient κ is independent of η_i when we assume that the wave amplitude is small enough for linear theory to be valid.

When all buoys in the row are oscillating in phase and with the same complex velocity amplitude U , a radiated wave is generated. Beyond a certain distance (in the far-field region) the radiated wave is plane. (We omit the near-field or local, non-propagating part of the radiated wave.) Provided the row has left-right symmetry the radiated wave can be expressed by $\eta_r e^{-ik|x|}$ where

$$\eta_r = \tau U \quad (3)$$

For point absorbers ($ka \ll 1$) the proportionality factors κ and τ are approximately real, and they have opposite signs. For the point absorbers shown in fig. 1 (floating bodies), κ is positive and τ is negative. A general relationship between κ and τ is given by (14).

The (time-averaged) power absorbed by each buoy is⁵

$$P = \frac{1}{2} |F_e U| \cos u = \frac{1}{2} R_r |U|^2 \quad (4)$$

$$R_r = \frac{\omega|\kappa|^2}{fg^2d} \quad \text{for } kd < 2\pi \quad (10)$$

Inserting into (8) gives

$$q = \frac{1}{2} kd \quad \text{for } kd < 2\pi \quad (11)$$

We now consider the radiation problem: There is no incident wave ($\eta_1 = 0$ and $F_e = 0$), but the buoys are set in harmonic oscillation by some motor. Assuming that $kd < 2\pi$ (and disregarding the near-field) a plane wave of amplitude $|\eta_r|$ is radiated both in the positive x direction and the negative x direction. The radiated power equals the power delivered to the heaving buoys. Hence, according to (6) and (4) we have

$$2 \frac{f\omega g^2}{4\omega} |\eta_r|^2 = \frac{1}{2} R_r |U|^2 \quad (12)$$

Thus the radiation resistance may be expressed by

$$R_r = \frac{f\omega g^2 d}{\omega} \left| \frac{\eta_r}{U} \right|^2 \quad \text{for } kd < 2\pi \quad (13)$$

If we compare this with (10) and use (3), we find the relationship $|\tau| = R_r/|\kappa|$. For $kd < 2\pi$ it can be shown that, in general, $\tau = -R_r/\kappa^*$, where κ^* is the complex conjugate of κ . However, as stated earlier, κ is approximately real for point absorbers. Hence, we have

$$\tau = -\frac{R_r}{\kappa^*} \approx -\frac{R_r}{\kappa} \quad \text{for } kd < 2\pi \quad (14)$$

The heave force coefficient κ is approximately independent of d as long as scattering of waves, due to the presence of the neighbouring buoys, is not important. Then $\kappa \approx \kappa_0$ where κ_0 is the heave force coefficient for one isolated buoy. According to Newman⁸ the radiation resistance (damping coefficient) of an isolated circularly symmetric heaving buoy is

$$R_0 = \frac{\omega k |\kappa_0|^2}{2f\omega g^2} \quad (15)$$

From (8) we now find

$$q = \left| \frac{\kappa}{\kappa_0} \right|^2 \frac{R_0}{R_r} \approx \frac{R_0}{R_r} \quad (16)$$

The last approximation is valid when the diameter $2a$ of the buoys is so small that wave scattering, due to the presence of the neighbouring buoys, is negligible.

We shall now consider the case with a reflector placed behind the row of absorbing buoys. The undisturbed plane wave is $\eta_1(e^{-ikx} + re^{ikx})$, where

$$r = |r|e^{i\theta} \quad (17)$$

is the complex reflection factor referred to the position $x = 0$. For an ideal static reflector at the position $x = d_s$ we have $\theta = -2kd_s$, while $\theta = -2kd_s + \pi$ for a resonant dynamic reflector at $x = d_d$. Instead of (2) we now have

$$F_e = \kappa(1+r)\eta_1 \quad (18)$$

for the excitation force.

Consider now the radiation problem in the presence of the reflector. The reaction force F_r on the buoy due to the wave it radiates when oscillating with velocity amplitude U , can be expressed by the radiation impedance⁸ Z_{rr} :

$$F_r = -Z_{rr}U = -Z_rU + \kappa r\eta_r \quad (19)$$

Here Z_r is the radiation impedance in the absence of reflector. The last term in (19) corresponds to the excitation force due to the reflection of the radiated

wave. Using (3) and (14) we obtain

$$Z_{rr} = Z_r + rR_r \quad (20)$$

Using (17) we find the radiation resistance R_{rr} in the presence of reflector

$$R_{rr} = \text{Re}\{Z_{rr}\} = R_r(1+|r|\cos\theta) \quad (21)$$

Exchanging R_r in (4) with R_{rr} and using (18) we obtain the absorbed power

$$P = \frac{1}{2} |(1+r)\kappa\eta_i U| \cos u - \frac{1}{2} R_r (1+|r|\cos\theta) |U|^2, \quad (22)$$

where u is the phase angle between U and F_e in (18).

In analogy with (5) we find

$$P_{\max} = \frac{|(1+r)\kappa\eta_i|^2}{8R_r(1+|r|\cos\theta)} = \frac{|\kappa\eta_i|^2}{8R_r} \frac{1+2|r|\cos\theta+|r|^2}{1+|r|\cos\theta} \quad (23)$$

when

$$U = \frac{(1+r)\kappa\eta_i}{2R_r(1+|r|\cos\theta)} \quad (24)$$

which implies that $u = 0$, a condition that corresponds to a resonant oscillator. Note, however, that the natural frequency of the oscillator depends on the reflection factor r , because the added mass, according to (20), is

$$m_{rr} = \frac{1}{\omega} \text{Im}\{Z_{rr}\} = m_r + \frac{R_r |r| \sin\theta}{\omega} \quad (25)$$

where m_r is the added mass in absence of reflector. Hence, in order to tune the point oscillators to resonance it is necessary to adjust the real mass to compensate for the change in the added mass, if e.g. the phase angle θ is changed.

For the case $kd < 2\pi$ we use (6), (9) and (10) in (23) which yields the interesting result⁹

$$P_{\max} = \left(1 - \frac{1-|r|^2}{2(1+|r|\cos\theta)}\right) Kd \quad (kd < 2\pi) \quad (26)$$

This shows the important result that 100% absorption of the incident wave power is possible in the case of total reflection, $|r| = 1$. In principle, this is obtainable with a passive resonant oscillator for arbitrary reflection phase angles θ , that is, for arbitrary distance between the reflector and the row of point absorbers. In practice, however, this is not possible unless the loss resistance, due to viscosity and friction, is smaller than the radiation resistance R_{rr} . Note that for $|r| = 1$, we have a singular case when θ is an odd multiple of π , since the radiation resistance (21) is then zero, and the optimum amplitude (24) becomes infinite. For $|r| = 1$, the radiation resistance R_{rr} has a maximum $2R_r$ when θ is an even multiple of π . In this case the row of point absorbers is placed in an antinode of the standing wave, which results from the total reflection.

3. EXPERIMENTAL SET-UP

We report here on three kinds of experiment: on absorption of wave power by (i) resonant heaving buoys and by (ii) heaving buoys with phase-controlled motion, and finally (iii) on wave generation by heaving buoys. The absorption experiments have been performed both with and without a reflector behind the absorbing buoys.

The experiments have been carried out in a wave flume, 1.01 m wide and 33 m long. The water depth is $h = 1.5$ m. The side walls act as total reflectors for waves. Hence, the experiment corresponds to an infinitely long row of buoys subject to perpendicularly, incident waves.

In the absorption experiments we use two absorbing buoys with their vertical symmetry axes placed $d = 0.50$ m apart and 0.25 m from the side walls of the flume. The wave period T is $T = 2\pi/\omega = 1.5$ s, which corresponds to $kd = 0.91$ and $f(kh) = 1.04$. In the wave generation experiment we use, for some of the measurements, one buoy only, placed midway between the side walls. This corresponds to $d = 1.01$ m. The wave period T is varied between 1.0 s and 0.6 s in order to cover the range of values of kd up to 2π . For these parameters we have deep water conditions, $f(kh) = 1.00$.

The buoys are shaped as cylinders with hemispherical bottom (figs. 2 and 3). The diameter is $2a = 0.15$ m. Unless stated otherwise the cylindrical part of the buoys is at equilibrium submerged to a depth of $l = 0.10$ m.

The heaving buoys are suspended from a wire which runs over a pulley as indicated in figs. 2 and 3. The pulley is mounted on the axis of a moving coil which can perform oscillatory motion in an adjustable magnetic field. A potentiometer mounted to the same axis serves for measurement of the vertical position of the two buoys. The moving coil has an electrical resistance 91 ohm. It is connected to a galvanometer with input resistance 3.4 ohm.

In the wave generation experiment a sinusoidally varying electric current is fed to the moving coil which acts as a motor forcing the buoy to move up and down. In the absorption experiments the moving coil acts as an electrical generator which damps the oscillatory motion.

In the absorption experiment with resonant buoys tuning is obtained by adjusting the mass of the buoys and the counterweight (C in fig. 2). In the experiment with phase-controlled motion the counterweight is replaced by a locking magnet and a helical spring with its lower end

$T = 1.49$ s in the experiment with resonant point absorbers.
 $T = 1.50 - 1.52$ s in the experiment with phase-controlled absorbers.

at a fixed point. See fig. 3. An electronic circuit provides electric pulses to the magnet in order to lock when the speed of the buoy is zero at its lowest or highest position. Then the oscillatory motion is stopped until it is released by another electronic pulse approximately a time $T_0/4$ before the instantaneous heave force has a maximum or minimum, where $T_0 = 0.7$ s is the natural period of the buoy being shorter than the period T of the wave. Then the buoy velocity is in phase with the heave excitation force, and the optimum phase condition for maximum power absorption is approximately fulfilled.^{6,10}

The two-wire probes S_1 , S_2 and S_3 (fig. 2) are placed more than half a wavelength from the buoys in order to measure waves which are essentially plane. The probes S_1 and S_2 are interspaced $\lambda/4$ with S_1 in the antinode and S_2 in the node of the partially standing wave. The experimental errors in the following presented results are mainly due to the inaccuracy in the wave measurements.

4. EXPERIMENTAL RESULTS FOR ABSORPTION

The moving-coil instrument presents to the oscillating buoy a mechanical load resistance R_e that is proportional to the square of the magnetic field of the instrument. In addition, there is an unavoidable loss resistance R_f which is mainly due to viscosity and to mechanical friction. Assuming that R_f is independent on the buoy's velocity, the (time-average) lost power is proportional to $|U|^2$, the square of the velocity amplitude. Deducting this from the total absorbed power (22) we obtain for the net electrical power generated in the moving-coil

$$P_e = \frac{\omega}{2} |(1+r)k\eta_1 \zeta| \cos u - \frac{1}{2} (R_e(1+|r|\cos\theta) + R_f) \omega^2 |\zeta|^2 \quad (27)$$

where we have introduced the complex amplitude $\zeta = U/i\omega$ for the heave oscillation.

4.1. No reflector behind the point absorbers

At first we shall consider the case with no reflector behind the point absorbers, $r = 0$. Further we assume that the resonance condition $u = 0$ is fulfilled. Then (27) reduces to

$$P_e = \frac{\omega}{2} |\kappa \eta_i \zeta| - \frac{1}{2} \omega^2 (R_r + R_f) |\zeta|^2 \quad (28)$$

If the magnetic field is zero, we have $R_e = 0$ and hence $P_e = 0$. For this case we have from (28) the linear relationship

$$|\zeta| = \frac{\frac{\kappa}{\omega} |\eta_i|}{\omega (R_r + R_f)} |\eta_i| \quad (29)$$

which is experimentally tested as shown in fig. 4. The linear relationship (3) or

$$|\zeta| = \frac{1}{\omega |\tau|} |\eta_r| = \frac{\kappa}{\omega R_r} |\eta_r| \quad (30)$$

- cf. (14) - has also been experimentally tested as shown in fig. 4, in a wave generation experiment as well as in an experiment with dynamic reflection⁶. It is evident from (29) and (30) that a fraction

$$|\eta_r / \eta_i| = R_r / (R_r + R_f) \quad (31)$$

of the incident wave is re-radiated and appears as a reflected wave.

It is evident from the linearity test (fig. 4) that the linearity is fairly good for heave amplitudes less than the radius of the buoy (75 mm). From the slopes of the fitted lines in fig. 4 we find

$$|\zeta| = 17.5 |\eta_i| = 22.6 |\eta_r| \quad (32)$$

which means that a fraction

$$|\eta_r / \eta_i| = 0.77 \quad (33)$$

of the incident wave is dynamically reflected. Further, using the numerical result (32), we find from (13) the radiation resistance

$$R_r = 1.34 \text{ Nsm}^{-1} \quad (34)$$

Within experimental accuracy, this value of R_r for $T = 1.49$ s or $\kappa d = 0.90$ agrees with the theoretical curve in fig. 11. Using (34) and (33) in (31) we find the loss resistance per buoy

$$R_f = 0.39 \text{ Nsm}^{-1} \quad (35)$$

A friction resistance of 0.2 Ns/m in the pulley has been found by a separate measurement. Hence the viscous resistance per buoy is $0.39 - 0.2/2 \approx 0.3$ Ns/m.

For the absorption experiment with phase-controlled buoys, linearity measurements are shown in fig. 5. Also here the deviation from linearity is small when the heave amplitude is less than the radius of the buoys. In this case the heave motion is non-sinusoidal but periodic⁶. During heave motion the buoys position varies with time approximately as a free oscillation corresponding roughly to a cosine variation. The periodic motion is Fourier-analysed. The first harmonic amplitude $|\zeta_1|$ is somewhat larger than the measured amplitude ζ_m as indicated by the two vertical scales in fig. 5. In the linear region we have an amplitude magnification

$$|\zeta_1 / \eta_i| \approx 10.4 \quad (36)$$

when there is zero electrical damping, $R_e = 0$. In comparison with (32) this indicates that the loss resistance R_f is larger than in the case of resonant buoys. Friction losses in the locking magnet, and perhaps energy losses due to non-precise locking and unlocking pulses, are partly responsible for the increased value of R_f .

Another reason is increased viscous losses due to an increased maximum heave speed. Yet another, but less important, reason is the lost power due to generated higher harmonic waves. Allowing, as before, $R_r = 1.3$ Ns/m the value in (36) yields an effective loss resistance

$$R_f = 1.5 \text{ Nsm}^{-1} \quad (37)$$

for the phase-controlled buoy. In this case, a portion of the incident wave of only $|\eta_r / \eta_i| \approx 0.46$

is dynamically reflected. Note that we disregard, here, the relatively small higher harmonic waves which result from the present phase-controlled heave motion.

When the magnetic field and hence the loss resistance R_e are varied, we obtain measured values of the electric power P_e in the moving coil, as shown by the circle points in fig. 6. In the case of phase-controlled buoys the calculated first-harmonic amplitude $|\zeta_1|$ is used in the abscissa coordinate $|\zeta/\eta_i|$. The triangular points in fig. 6 are obtained by adding the known power loss

$$P_f = \frac{1}{2} R_f |U|^2 = \frac{1}{2} \omega^2 R_f |\zeta|^2 \quad (38)$$

to the measured electrical power of the resonant buoys.

In fig. 6 the power is plotted in units of incident power Kd where K is given by (6). Fig. 6 reveals excellent agreement between theory and experiment.

Theoretically, one row of point absorbers may absorb a maximum of 50% of the incident wave power. In the present case this corresponds to a loading where the amplitude magnification is $|\zeta/\eta_i| = 11.3$. At a somewhat smaller magnification $|\zeta/\eta_i| = 8.7$ a maximum of 38% of the incident wave power is converted to electrical power by the resonant point absorbers. With a magnification of $|\zeta_1/\eta_i| = 5.2$ a maximum of 25% of the incident wave power is converted to electrical power by the phase-controlled point absorbers.

Fig. 7 shows the measured converted electrical power P_e as a function of the incident wave amplitude η_i . The electrical damping of the system is, in this experiment, kept constant, equal to its optimum value

$$R_e = R_f + R_f \quad (39)$$

i.e. $|\zeta| = (17.5/2) |\eta_i|$, in the range $0 < |\eta_i| < 8.6$ mm or $0 < |\zeta| < 75$ mm (parabolic part of curve). For $|\eta_i| > 8.6$ mm, R_e is varied in order

to keep a constant heave amplitude $|\zeta| = 75$ mm (linear part of curve). The fully drawn, theoretical curve in fig. 7, obtained from (28), fits the experimental points fairly well.

The experiment shown in fig. 8 for buoys with phase-controlled motion is made with optimised $R_e = R_f + R_f$. In this case there is a significant deviation from theory (the parabolic curve) for large values of $|\eta_i|$.

4.2. Reflector behind the point absorbers

A reflector behind the point absorbers is realised simply by removing the absorbing beach (A in fig. 2). The end wall is then a static reflector.

Alternatively, we can use a second row of resonant heaving buoys with no electrical damping behind the row of power-absorbing buoys. That is, we utilise a dynamic reflector. This set-up corresponds to power absorption by two parallel rows of resonant heaving buoys. Note that only the front row is electrically damped in order to convert wave power into electrical power.

Experimental results from both types of reflector are reported below. With the dynamic reflector placed a distance $\lambda/4$ behind the absorbing buoys, the reflection coefficient (17) is real, and we have

$$r = 0.77 \quad (\text{dynamic reflector}) \quad (40)$$

in accordance with (33).

The distance between the absorbing buoys and the downstream end of the wave flume is 10.6 m corresponding to 3 wavelengths with $T = 1.5$ s. If this distance is an integral number of half wavelengths, the reflection coefficient (17) with the static reflector is real. By separate measurements we find

$$|r| = 0.95 \quad (\text{static reflector}) \quad (41)$$

The phase angle θ of the reflection coefficient can be changed by 50° by 1% change in the wave period T .

Since the reflector is non-ideal ($|r| < 1$) it absorbs some power which is dissipated and/or transmitted.

Before discussing experimental results it is useful to derive some formulas. Due to the combined action of the reflector and the row of point absorbers a wave $\eta_u e^{j k x}$ is propagating in the negative x-direction. Here

$$\eta_u = \eta_r + r(\eta_i + \eta_r) = \left(r - (1+r)^2 \frac{R_r}{Z} \right) \eta_i \quad (42)$$

where we have introduced the mechanical impedance

$$Z = F_e/U = (1+r)\kappa\eta_i/U \quad (43)$$

and used (3) and (14). Introducing the complex heave amplitude $\zeta = U/i\omega$ we have

$$\frac{R_r}{Z} = \frac{i\omega R_r}{(1+r)\kappa} (\zeta/\eta_i). \quad (44)$$

Note that

$$\eta_u = 0 \quad \text{when} \quad Z = R_r(1+r)^2/r \quad (45)$$

The total power P_a absorbed by the point absorbers and the reflector relative to the incident power Kd is

$$P_a = \frac{P_a}{Kd} = 1 - \left| \frac{\eta_u}{\eta_i} \right|^2 = 1 - \left| r \right|^2 + 2\text{Re} \left\{ r(1+r)^2 \frac{R_r}{Z} \right\} - \left| 1+r \right|^2 \left| \frac{R_r}{Z} \right|^2 \quad (46)$$

Note that (22) gives the absorbed power in the point absorber, only. It is easily seen from (46) that $P_a = 1 - |r|^2$ for $R_r/Z = 0$, that is for stationary point absorbers.

For simplicity, assume that both Z and r are real, $Z = R = R_r + R_f + R_e$, and $r = |r|$ (i.e. $u = 0$ and θ is a multiple of 2π). Then P_a is a parabolic function of R_r/R and hence of $|\zeta/\eta_i|$,

$$P_a = 1 - |r|^2 + 2|r| \left(1 + |r| \right)^2 \frac{R_r}{R} - \left(1 + |r| \right)^4 \left(\frac{R_r}{R} \right)^2 \quad (47)$$

It is easily shown that

$$(P_a)_{\max} = 1 \quad \text{when} \quad R = R_r(1+|r|)^2/|r| \quad (48)$$

This result is in agreement with (45). Using (47) and

$$\frac{R_r}{R} = \left\{ \frac{\omega^3 R_r}{f \rho g^2 d} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{|\zeta/\eta_i|}{|1+r|} \quad (49)$$

obtained from (10) and (44), we can compute the theoretical curves for P_a in fig. 9 and fig. 10 for $r = 0.95$ and $r = 0.77$, respectively.

By means of the two wave-measuring probes

(S_1 and S_2 in fig. 2) we find experimental values for $|\eta_i|$ and $|\eta_u|$ in order to compute the experimental points pertaining to the curves for P_a in figs. 9 and 10. Note the good agreement between theory and experiment.

Using the derived experimental values (34) for R_r and (35) for R_f in (27) we compute the theoretical curve b for P_e in fig. 9 with $r = 0.95$ and in fig. 10 with $r = 0.77$. Similarly, we use (37) for R_f to compute the theoretical curve c for P_e in fig. 9 for the case of phase-controlled buoys.

For this latter case, the experimental points for the measured electrical power P_e are plotted (as filled circle points) in fig. 9. Corresponding results for the resonant buoy are missing due to failure in the registration equipment. We have, instead, in fig. 9 plotted experimental (open circle) points for P_e based on wave measurements and computed lost power. The results shown

For R_0 the following expression has been proposed⁷.

$$R_0 = \frac{2}{3} \pi a^3 \rho \omega \epsilon (ka) e^{-2kl} \quad (50)$$

where $\epsilon = \epsilon(ka)$ is the normalised damping coefficient for a heaving hemisphere, as given by Havelock¹², and where l is the submerged depth of the cylindrical part of the buoy. Performed measurements¹¹ indicate that the radiation resistance varies with l as e^{-2kl} .

If $\kappa = \kappa_0$ and if $kd < 2\pi$ we have from (11) and (16)

$$R_T \approx \frac{R_0}{q} = \frac{2R_0}{kd} \quad (51)$$

The theoretical curves for R_T in fig. 11 are based on (50) and (51).

For $kd < 2$ (or $T > 1.0$ s) the experimental points in fig. 11 are results from absorption experiments¹¹. The other experimental points are based on (13) or

$$R_T = \frac{\rho g^2 d}{\omega^3} \left| \frac{\eta_T}{\zeta} \right|^2 \quad (52)$$

where the heaving buoys are used as a wave generator on otherwise still water. (Note that since $T < 1.0$ s we have $f(kh) = 1.00$.)

The experimental values fit fairly well with theory for $kd < 4.5$. This indicates that the proposed expression (50) for R_0 is correct. Further, for $kd < 4.5$, the results represent an experimental support for the relationship $q = kd/2$. The deviation between the experimental points and the theoretical curve in fig. 11 is probably due to breakdown, for $kd > 4.5$, of the approximation $\kappa \approx \kappa_0$.

in fig. 9, which apply to the experiment with static reflector, indicate reasonably good agreement between theory and experiment.

With a dynamic reflector behind the point absorbers we have carried out experiments with the resonant buoys only. The experimental results are presented in fig. 10. There is still fair agreement between theory and experiment, although the deviation is larger than in the case of the static reflector. In particular, the measured electrical power, is somewhat less than expected by theory.

The experimental results shown in figs. 9 and 10 have been obtained with the absorbing buoys located in the antinode of the standing wave in front of the reflector that is, $r = |r|$ is real. The phase angle θ for the reflection coefficient r of the static reflector can be varied by slightly changing T . For $\theta = -41^\circ$ experimental results⁹ for the phase-controlled buoys are essentially identical with those presented in fig. 9 for $\theta = 0^\circ$.

In both cases, the maximum value of the measured electrical power P_e is almost 60% of the incident wave power Kd . However, for $\theta = -88^\circ$ the measured⁹ values of P_e/Kd are less than 0.45. This is reasonable because the lost power P_f is expected to be of greater importance when the singular situation (with the buoy located in a node or θ being an odd multiple of 180°) is approached.

5. MEASUREMENT OF THE INTERACTION FACTOR q

According to (8) we can determine q experimentally if we measure the heave force coefficient κ and the radiation resistance R_T . Another possibility is to measure only R_T and use the approximation (16). However, this requires that R_0 , the radiation resistance for one isolated buoy, is known and that κ has a negligible deviation from κ_0 .

increases linearly with d/λ up to π as d/λ approaches unity.

Further, we have experimentally verified the proposed formula (50) for the radiation resistance R_0 of one (isolated) heaving cylindrical buoy with hemispherical bottom.

In the experiments with maximum absorption of wave power we have optimized the phase of the heave motion by two methods, (i) by resonance tuning, which is ideal in a regular wave only, and (ii) by locking the heave motion during controlled intervals of each wave cycle. The latter method introduces increased power losses in the present model experiment. It is, however, more suitable than resonance tuning in irregular waves.¹⁰ Moreover, the first harmonic heave amplitude is larger than the real heave amplitude. This is obviously an advantage for a practical wave-power converter which oscillates with its maximum physical heave amplitude most time of the year.⁶

It has been experimentally demonstrated, in agreement with theory, that 50% of the incident wave power may be absorbed by a single row of buoys and that 100% may be absorbed if a reflector is placed behind the absorbing buoys. However, due to unavoidable losses not all of the absorbed power is converted to useful power. In the present experiment with resonant point absorbers a maximum of 38% of the incident wave power has been converted to electricity under optimum conditions. With a reflecting wall behind the resonant point absorbers more than 80% have been converted to electricity. For the experiment with phase-controlled point absorbers the corresponding figures are 25% and 60%, respectively. It is remarkable that the converted useful power may be more than doubled by placing a reflector behind the point absorbers, in spite of some loss in the reflector, and in spite of the larger optimum heave amplitude when

Therefore, we have measured $|\kappa|$ and compared it with $|\kappa_0|$ as obtained from (15) when using (50). The buoy is held in a fixed vertical position and the heave force amplitude $|F_e| = |\kappa \eta_i|$ is measured by means of a strain gauge. As seen from fig. 12 the experiment shows that $|\kappa| < |\kappa_0|$ for $kd > 4.5$ when $d = 1.01$ m.

When we have measured both R_r and $|\kappa|$, we find experimental values of the interaction factor q by using (8). The experimental results are plotted in fig. 13. The experimental points for $kd > 4.5$ are based on experimental points for R_r (fig. 11) and the experimental smoothed curve for $|\kappa|$ (fig. 12) or vice versa.

The measurement of the heave amplitude $|\zeta|$ and the corresponding amplitude $|\eta_r|$ of the two generated plane waves is stopped as soon as a reflected wave appears from one end of the wave flume. The nearest end is 8 m from the location of the buoy. Hence the experiment corresponds to a point-absorber row which is less than 32 m long. Correspondingly, the number of buoys is of the order of magnitude $N = 30$.

In order to compare the experimental results with theory⁵ we have in fig. 13 drawn computed curves for $N = 30$ and $N = \infty$. There is fairly good agreement.

6. CONCLUSION

We have described experiments with wave-absorbing and wave-generating heaving buoys in a wave flume. The set-up corresponds to a linear row of regularly spaced point absorbers with interspacing d , where $d < \lambda$.

The theory⁵ for interacting point absorbers is experimentally verified. In particular, it has been demonstrated that for $d < \lambda$, the interaction factor q

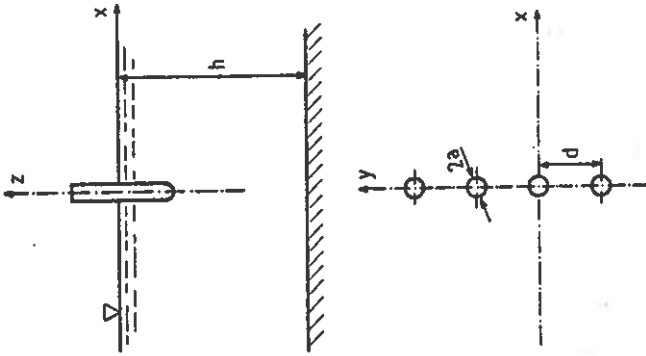


Fig. 1.
Linear row of heaving buoys.

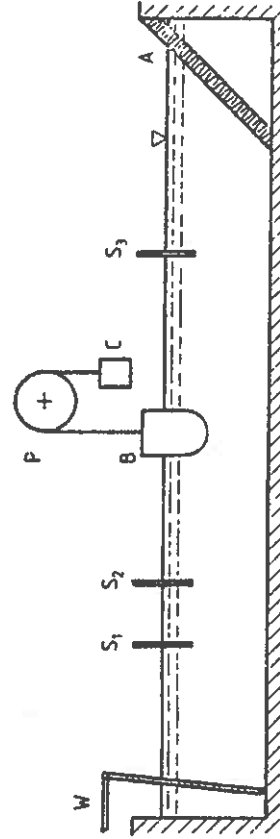


Fig. 2.
Wave flume with wave maker W. The absorbing beach A may be removed. The surface elevation is measured by means of resistive two-wire probes S_1 and S_2 in front of the buoy B and S_3 behind the buoy.

reflector is used (cf. figs. 6 and 9). However, with a reflector the radiation resistance is doubled (if $r = 1$, $\theta = 0$) - cf. (21). - Hence, the relative importance of the loss resistance is decreased due to the presence of the reflector. Note, however, that for certain values of the distance between the reflector and the buoys (corresponding to θ being close to an odd multiple of π) the effective radiation resistance is very small and, hence, the loss resistance is of greater significance.

The linearity tests (figs. 4 and 5) indicate that the linear theory is applicable when the heave amplitude is less than the radius of the used buoys. For this reason (cf. figs. 7 and 8) and also for economical reasons, it is, in large waves, necessary to increase the electrical damping beyond the optimum value (39), which pertains to situations with a linear relationship between the heave amplitude and the wave amplitude.

In the point-absorber theory which is presented here, we neglect the wave which is diffracted or scattered (on fixed bodies). The good agreement between this theory and the obtained experimental results indicates that neglect of scattered waves is a fairly good approximation. Hence, the presented theory represents a very useful mathematical tool in designing wave-power converters in the form of heaving buoys.

ACKNOWLEDGMENT

The experimental work reported here has been financially supported by Noregs vassdrags- og elektrisitetsvesen (The Norwegian Water Resources and Electricity Board) and by Olje- og energidepartementet (The Royal Ministry of Petroleum and Energy).

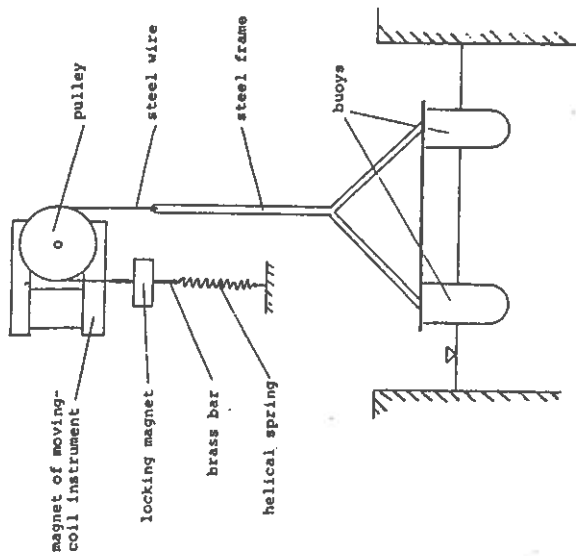


Fig. 3. Arrangement for phase-controlled heaving buoys.

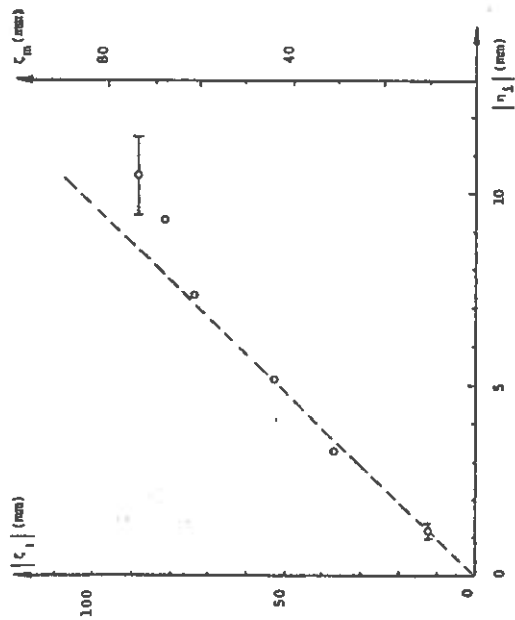


Fig. 5. Linearity test⁹ of phase-controlled heaving buoy with amplitude ζ_m . The incident wave has amplitude $|n_i|$. The first harmonic amplitude of the periodic buoy oscillation is $|\zeta_1|$ as given on the left-hand vertical scale. The measurements are taken under condition of no electrical damping, $Re = 0$.

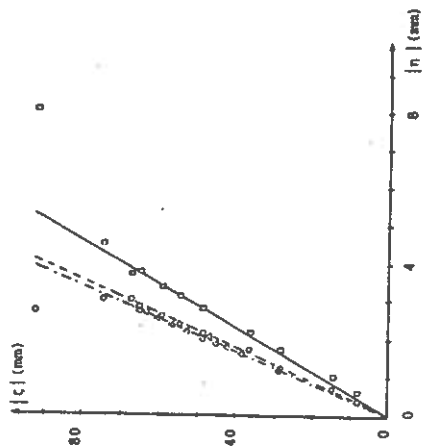


Fig. 4. Linearity test¹¹ of resonant heaving buoy with amplitude $|\zeta|$. The fully drawn line with slope 17.5 is fitted to the measured square points representing the incident wave amplitude $|n_i|$. The dashed line with slope 22.1 is fitted to the measured circle points representing the radiated wave amplitude $|n_r|$. These measurements of $|n_i|$ and $|n_r|$ are taken under the condition of dynamical reflection (zero net load resistance, $R_B=0$). The dash-and-dotted line with slope 23.1 is fitted to the radiated wave $|n_r|$ when the buoys are used as a wave generator.

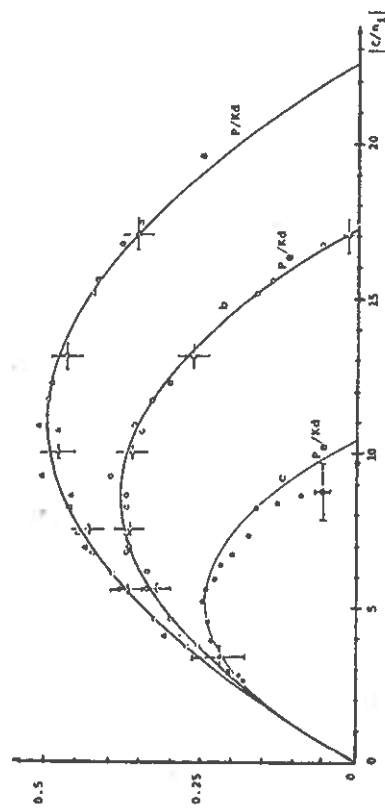


Fig. 6. Relative absorbed power P/Kd versus relative oscillation amplitude of buoy. The theoretical curves represent the total absorbed power P (curve a) and the electrical power in the moving coil produced by resonant buoy¹¹ (curve b) and by phase-controlled buoy⁹ (curve c). Cf. eqs. (4) and (28). The circle points represent measured electrical power generated by the moving coil. The triangular points are obtained by adding friction loss to the electrical power. The filled circle points represent electrical power in the case of phase-controlled motion.

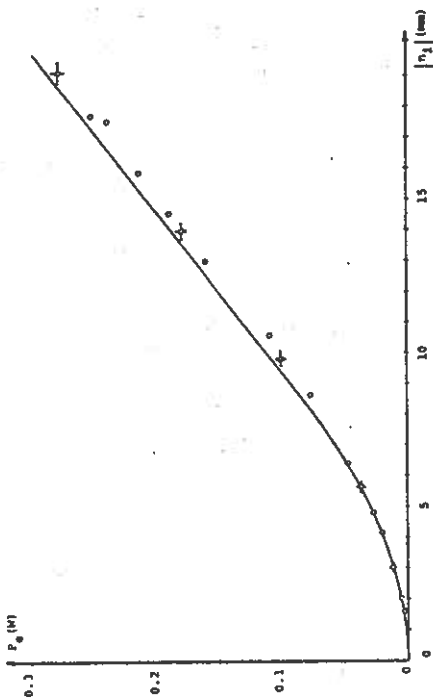


Fig. 7. Maximum electrical power generated by one resonant buoy¹¹ versus incident wave amplitude $|\eta_i|$. The curve is theoretical and the circular points represent measured values. For the larger values, where the curve is a straight line, the heave amplitude is restricted to $|\zeta| < 75$ mm.

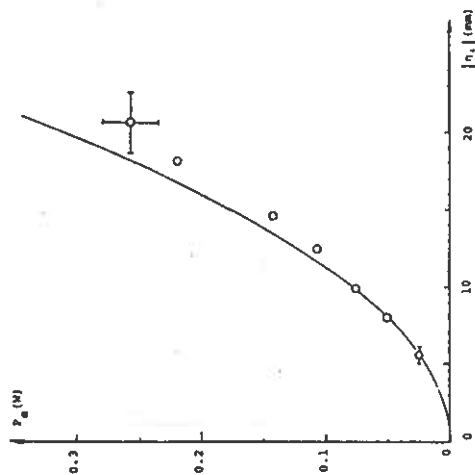


Fig. 8. Maximum electrical power generated per phase-controlled buoy⁹ versus incident wave amplitude. The circles represent measured points. The curve corresponds to 26% of the incident wave power Kd per buoy.

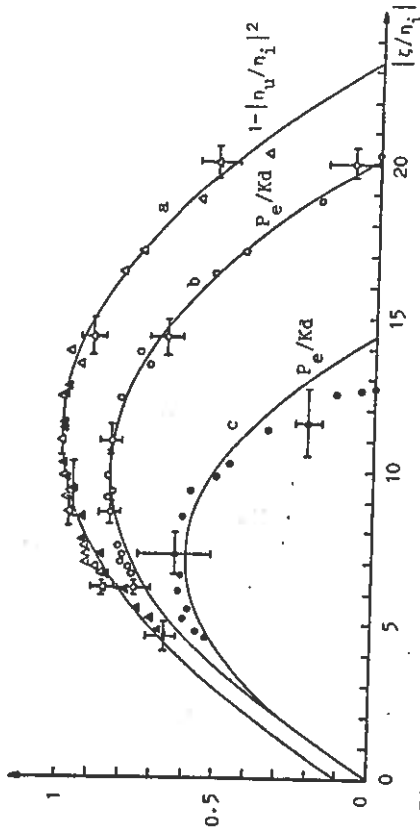


Fig. 9. Relative absorbed power P/Kd versus relative heave amplitude of the buoys, with static reflector ($r=0.95$) behind the buoys. The theoretical curve a - eqs. (47) and (44) - represents the power absorbed in the buoy and the reflector relative to the incident power. The experimental (triangular) points,¹¹ are obtained from measurement of the incoming and outgoing waves in front of the buoys. The open points are obtained for resonant buoys and the filled points for phase-controlled buoys. The theoretical curves b (resonant buoys) and c (phase-controlled buoys) represent the electrical power P_e generated in the moving coil. Experimental values for R_f are used in eq. (27). The filled circle points, represent measured electric power P_e . The open circle points,¹¹ are obtained from the open triangular points by correcting for the loss resistance $R_f = 0.4$ Ns/m.

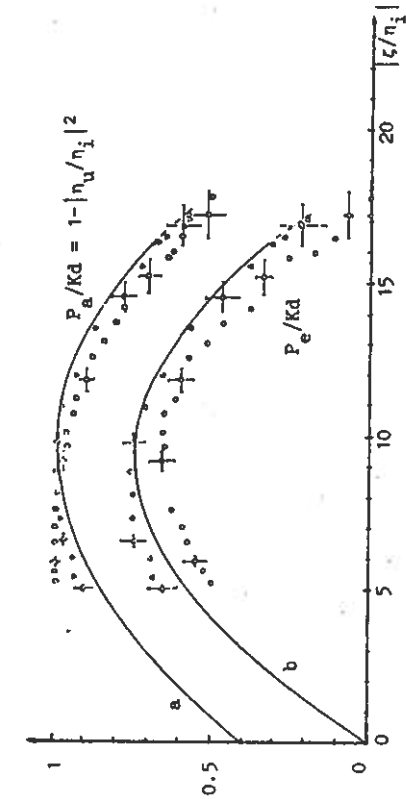


Fig. 10. Relative absorbed power P/Kd versus relative amplitude of the power-absorbing resonant buoys, z/η_1 with dynamic reflector ($r \approx 0.77$) behind the power-absorbing buoys. The theoretical curve a - eqs. (47) and (44) - represents the power absorbed in the reflector and in the power-absorbing buoys relative to the incident power. The experimental points (o, ∇) are based on wave measurements in two different runs. The theoretical curve b - eq. (27) with $R_f = 0.4$ Ns/m - represents the electrical power P_e in the moving coil. The experimental circle points (o) are based on measurement of the electrical power (in the run where the square points above were measured). The triangular points (Δ) are obtained from the triangular points (∇) above by subtraction of known power loss in the reflector and in the absorber.

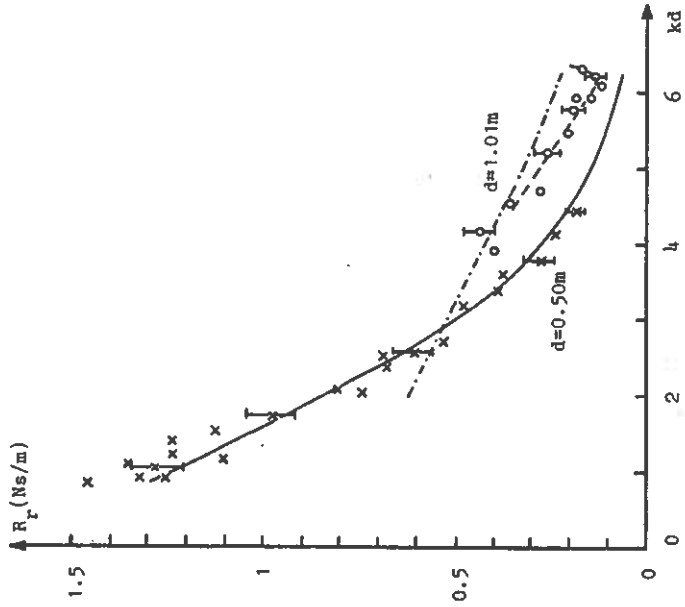


Fig. 11. Radiation resistance R_r for one buoy of a linear row of heaving buoys oscillating in phase with each other. The fully drawn, theoretical curve - eqs. (50) and (51) - and the corresponding experimental cross points apply for a buoy interspacing $d = 0.50$ m. The dash-and-dotted theoretical curve and the experimental circle points apply for $d = 1.01$ m. The dashed curve is drawn (by eye) to fit those experimental points which deviate significantly from the (approximative) theory.

REFERENCES:

1. Budal, K. and Falnes, J. A resonant point absorber of ocean-wave power. *Nature* 256 (1975), pp. 478 - 9, 257 (1975), p. 626.
2. Evans, D.V. A theory for wave-power absorption by oscillating bodies. *J. Fluid Mechanics* 77 (1976): 1, pp. 1 - 25.
3. Newman, J.N. The interaction of stationary vessels with regular waves. *Proc. 11th Symp. Naval Hydrodynamics* (1976), pp. 491 - 501.
4. Budal, K. and Falnes, J. Optimum operation of improved wave-power converter. *Marine Science Communication* 3 (1977): 2, pp. 133 - 150.
5. Budal, K. Theory for absorption of wave power by a system of interacting bodies. *J. Ship Research* 21 (1977): 4, pp. 248 - 253.
6. Falnes, J. and Budal, K. Wave-power conversion by point absorbers. *Norwegian Maritime Research* 6 (1978): 4, pp. 2 - 11.
7. Ambli, N. et al. Wave power conversion by a row of optimally operated buoys. Paper 4.5 - 2, 10th World Energy Conference, Istanbul, 1977.
8. Newman, J.N. The exciting forces on fixed bodies in waves. *J. Ship Research* 6 (1962): 3, pp. 10 - 17.
9. Kyllingstad, A. Absorpsjon av harmoniske bølger med styrt kraftbøymodel. Thesis, NTH, Trondheim, 1979.
10. Budal, K. and Falnes, J. Interacting point absorbers with controlled motion. *Proc. of Conference on Power from Sea Waves*, University of Edinburgh, June 26 - 28, 1979.
11. Oltedal, G. Resonansavstemt kraftbøymodel. Thesis, NTH, Trondheim, 1979.
12. Havelock, T. Waves due to a floating sphere making periodic heaving oscillations. *Proc. Roy. Soc.* 231A (1955), pp. 1 - 7.

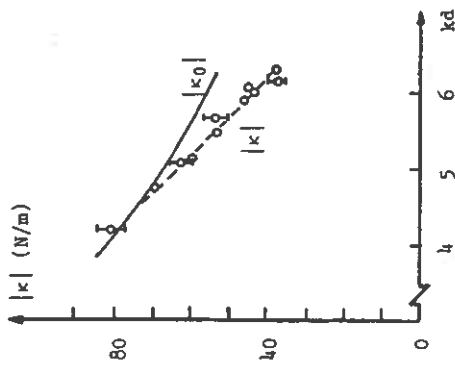


Fig. 12.

Heave force coefficient $|\kappa|$ versus angular repetency k for one buoy of a linear row with buoy interspacing $d = 1.01$ m. The dashed line is drawn (by eye) to fit the experimental circle points. The fully drawn theoretical curve - eqs. (15) and (50) - applies to one isolated buoy.

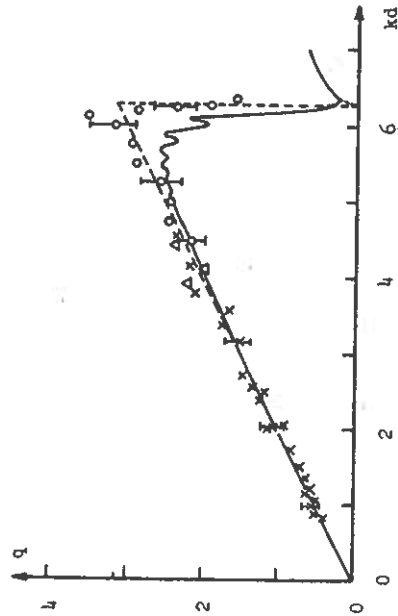


Fig. 13.

The interaction factor q versus kd . The curves are theoretical for $N = 30$ (fully drawn curve) and for $N = \infty$ (dashed curve). The experimental cross points (x) for $d = 0.50$ m and triangular points (Δ) for $d = 1.01$ m are based on eq. (51) and experimental values for R_T (fig. 11). The experimental circle points (\circ) for $d = 1.01$ m are based on eq. (8) and experimental values for R_T and $|\kappa|$ (figs. 11 and 12).

the 1990s, the number of people in the world who are under 15 years of age is expected to increase from 1.1 billion to 1.5 billion.

As a result of the demographic changes, the number of people in the world who are 65 years of age and older is expected to increase from 300 million in 1990 to 600 million in 2020.

The number of people in the world who are 75 years of age and older is expected to increase from 100 million in 1990 to 250 million in 2020.

The number of people in the world who are 85 years of age and older is expected to increase from 20 million in 1990 to 80 million in 2020.

The number of people in the world who are 95 years of age and older is expected to increase from 2 million in 1990 to 10 million in 2020.

The number of people in the world who are 100 years of age and older is expected to increase from 0.2 million in 1990 to 1 million in 2020.

The number of people in the world who are 105 years of age and older is expected to increase from 0.02 million in 1990 to 0.1 million in 2020.

The number of people in the world who are 110 years of age and older is expected to increase from 0.002 million in 1990 to 0.01 million in 2020.

The number of people in the world who are 115 years of age and older is expected to increase from 0.0002 million in 1990 to 0.001 million in 2020.

The number of people in the world who are 120 years of age and older is expected to increase from 0.00002 million in 1990 to 0.0001 million in 2020.

The number of people in the world who are 125 years of age and older is expected to increase from 0.000002 million in 1990 to 0.00001 million in 2020.

The number of people in the world who are 130 years of age and older is expected to increase from 0.0000002 million in 1990 to 0.000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 135 years of age and older is expected to increase from 0.00000002 million in 1990 to 0.0000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 140 years of age and older is expected to increase from 0.000000002 million in 1990 to 0.00000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 145 years of age and older is expected to increase from 0.0000000002 million in 1990 to 0.000000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 150 years of age and older is expected to increase from 0.00000000002 million in 1990 to 0.0000000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 155 years of age and older is expected to increase from 0.000000000002 million in 1990 to 0.00000000001 million in 2020.

The number of people in the world who are 160 years of age and older is expected to increase from 0.0000000000002 million in 1990 to 0.000000000001 million in 2020.

Rettingar til "HYDRODYNAMISK TEORI FOR BØLGJEKRAFTVERK"
ved J. Falnes og L.C. Iversen (1980)

<u>Side og linje</u>	<u>Står</u>	<u>Skal stå</u>
S. A 12, likn (A70)	IA_a	$I_i A_a$
s. B 4, l. 7 o.	\vec{n}	\vec{u}
s. B9, likn (B43)	cos	cosh
s. B10, l.7 n.	kvantitativ	kvalitativ
s. B11, l.10 o.	gh	gk
s. B15, likn (B71)	$\frac{1}{2}\omega k\rho \hat{\phi} ^2 =$	skal fjernast
s. B16, likn (B75)	\hat{n}_i	n_i
s. B17, l.4 o.	$\cosh^2 kh$	$\cosh^2(kh)$
s. B19, l.4 o.	høgre	venstre
s. B20, l.11 o.	visar	viser
s. B22, l. 10 n.	Wehauser	Wehausen
s. C6, likn. (C28)	Δ_v	Δv
s. D12, l. 7 n.	b	bk
s. D13, l. 7 og 8 o.	v_x	\hat{v}_x
s. D19, l. 5 n.	av Greens	av Gauss'
s. D40, likn. (D215)	$\kappa(\theta)$	$\kappa_q(\theta)$
s. D43, l. 2 o.	$h_5(\theta)/h_{50}$	$h_4(\theta)/h_{40}$
s. D43, l. 5 o.	Mellom dei to brø- kane skal vera:	=
s. D50, l.6 o.	$ \hat{u}/\omega\eta_0 ^2$	$ \hat{u}/\omega\eta_0 $
s. E2, likn. (E7)	ds	dS
s. E2, likn. (E8)	$\hat{\varphi}_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial x_i}$	$\varphi_q \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial x_i}$
s. E7, l. 8 n.	\iint_S	\iint_S
s. E7, l. 8-1n.	$\hat{\varphi}_q$ og $\hat{\varphi}_1$	φ_q og φ_1

Rettingar til Hydrodynamisk teori for bølgekraftverk

<u>Side og linje</u>	<u>Står</u>	<u>Skal stå</u>
s. E7, l. 5 n.	; l = 1, 2 3	Skal fjernast
s. E7, l. 5 og 4 n. og likn. (E39) og (E40)	=	$= \sum_{l=1}^3$
s. E8, likn. (E42) og (E43)	za	z/a
s. E8, likn. (E45) bør innrammast (heller enn likn. (E41))		
s. F2, likn. (F5) og (F7)	u	v
s. J6, figuren	Avstand frå origo til punkta i og j skal kallast d_i og d_j , ikkje r_i og r_j	
s. K8 l. 7 n.	(metoden med "stasjonær fase")	Skal fjernast
s. K8, l. 6 o.	$-(\theta - \theta_n) \cos \theta_n$	$n \frac{2\pi}{kd} - (\theta - \theta_n) \cos \theta_n$
s. K9, likn. (K44)	$n=0$	$n=n_1$
"	n_{\max}	n_2
"	$\kappa_q(\theta_n) \kappa_{q'}^*(\theta_n)$	$\kappa_q(-\theta_n) \kappa_{q'}^*(-\theta_n)$
s. K9, l. 1 n.	Merk at talet $2(n_{\max}+1)$	der $n_2 \geq 0$ og $n_1 \leq 0$. Merk at talet $2(n_2 - n_1)$
s. K10, likn (K45)	$\kappa_q(\gamma) \kappa_{q'}^*(\gamma)$	$\kappa_q(-\gamma) \kappa_{q'}^*(-\gamma)$
s. A22, (s.155), l. 1 o.	ikkje -	ikkje