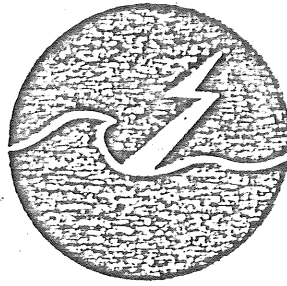


GRUPPEN FÖR VÅGENERGIFORSKNING



EFFEKTUPPTAGNING I OREGELBUNDNA VÅGOR
HOS EN VÅGBOJ MED LINJÄR DÄMPNING.

Lars Bergdahl

Rapport GR:5

28. aug. 1979

1. DEFINITIONER

För att underlätta förståelsen av den följande texten bör vissa grundläggande begrepp klarläggas. För fördjupade studier hänvisas dock till t.ex. Kinsman (1965).

Våghöjd H (m)

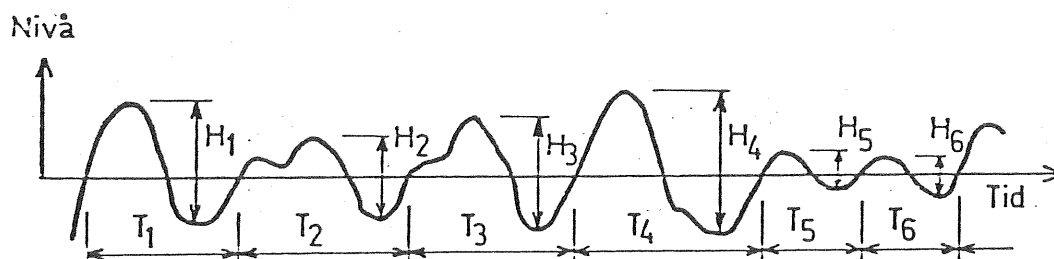
Våghöjden H är det vertikala avståndet mellan en vågtopp och efterföljande vågdal. Se figur 1.1 och 1.2.

Vågamplitud a (m)

Vågamplituden är det vertikala avståndet från vågtopp eller vågdal till medelvattenytan. För en sinusvåg är $H = 2a$.

Signifikant våghöjd H_s (m)

Signifikanta våghöjden är medelvärdet av de $N/3$ högsta våghöjderna i en lång serie om N vågor.



Figur 1.1 Punktregistrering av en vågrörelse

Vågperiod T (s)

En vågperiod är tiden mellan två på varandra följande skärningar (nollgenomgångar) uppåt av medelvattenytan. Se figur 1.1.

Medelvågperiod T_z (s)

Medelvågperioden eller nollgenomgångsperioden för ett vågtåg är medelvärdet av alla vågperioder T_i i vågtåget.

Frekvenser f (Hz), f_z (Hz) och ω (s^{-1})

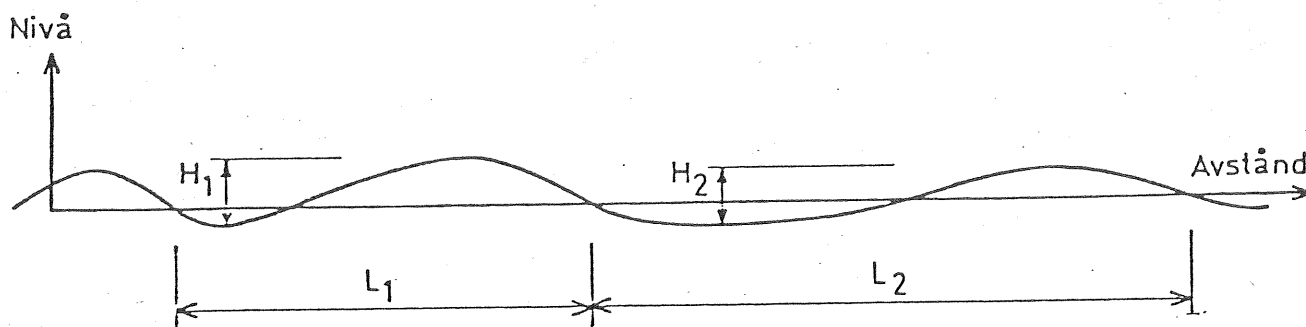
Vågornas frekvens är $f = 1/T$.

Nollgenomgångsfrekvensen är $f_z = 1/T_z$

Vågornas vinkelfrekvens är $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$.

Våglängd L

Våglängden är det horisontella avståndet mellan två intilliggande skärningar med medelvattenytan med negativ lutning. Se figur 1.2.



Figur 1.2 Ögonblicksbild av ett vågtåg.

Vågenergi E (J/m^2)

Vågenergin är tidsmedelvärdet av vågrörelsens energi per ytenhet av havet. För en sinusvåg gäller

$$E = \rho g a^2 / 2 \quad \dots (1.1)$$

Vågeffekt p (W/m)

Vågeffekten är för en vågrörelse med ensartad utbredningsriktning energiflödet genom en vertikal yta parallell med vågkammarna. För en sinusvåg gäller på djupt vatten

$$p = E L / 2T = \frac{1}{4\pi} \frac{gE}{f} \quad \dots (1.2)$$

För en oregelbunden vågrörelse med olika utbredningsriktning hos vågorna kan vågeffekten definieras som energiflödet in genom manteln på en vertikal infinitesimal cylinder. Vågeffekten blir med denna definition oberoende av vågornas utbredningsriktning och kan då beräknas ur en nivåmätning i en punkt.

Stryklängd F (m)

Stryklängden är den sträcka över vilken vinden verkar på vågorna i dessas utbredningsriktning. I begränsade vattenområden som Östersjön och Kattegatt är stryklängden oftast avståndet till land i lovartsriktningen. I större havsområden begränsas stryklängden oftast av att vinden endast blåser med en viss styrka och riktning över ett område som är mindre än avståndet till land.

Varaktighet

Vinden måste blåsa under en viss minsta tid för att de största vågor som svarar mot stryklängden skall hinna utbildas. Om så inte är fallet bestäms vågornas storlek av vindens varaktighet.

2. ENERGI- OCH EFFEKTSPEKTRUM

Ett oregelbundet vågtåg som i figur 1.2 kan beskrivas av en summa av sinusfunktioner med hjälp av fourierserieanalys. Vågens form erhålles av uttrycket

$$\zeta(t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(2\pi f_i t + \alpha_i) \quad \dots (2.1)$$

där ζ är vattenytans nivå

a_i vågkomponentens amplitud

f_i vågkomponentens frekvens

α_i vågkomponentens fasvinkel

Frekvenserna f_i ges av

$$f_i = i\Delta f \quad \dots (2.2)$$

där Δf kallas frekvensdelningen för serien.

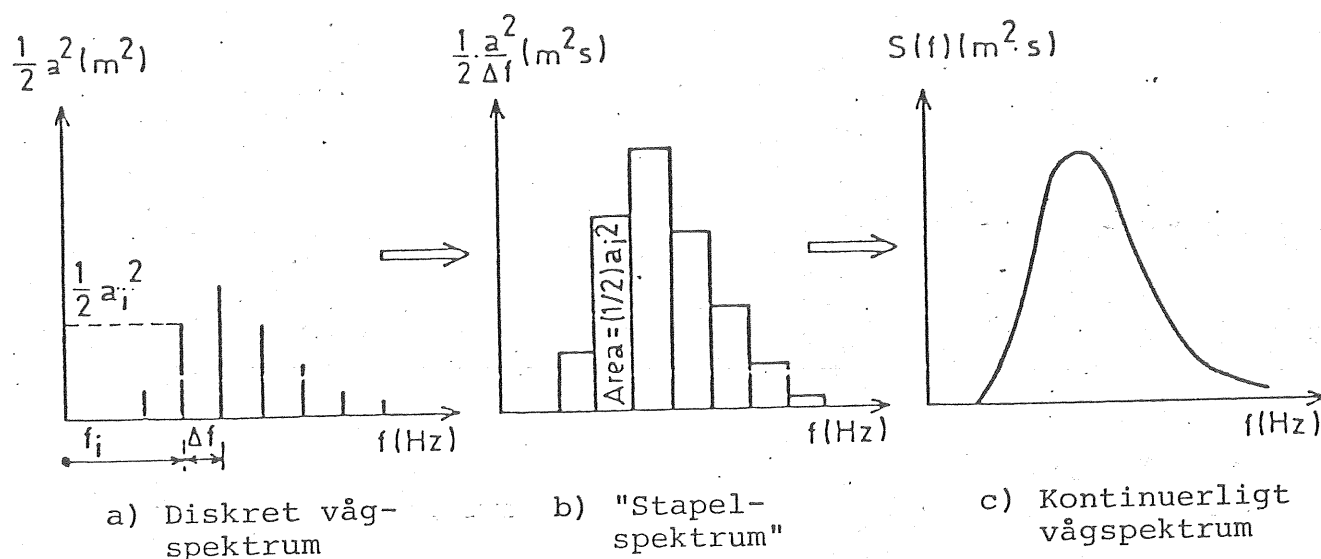
Vågspektrum $S(f)$ (m^2/s)

Enligt uttrycket (1.1) är energin för varje vågkomponent proportionell mot kvadraten på dess amplitud men oberoende av frekvensen. Ett uttryck för vågenergins fördelning på olika frekvensband är t.ex. det diskreta vågspektrumet i figur 2.1a, där varje stapel är proportionell mot respektive komponents vågenergi. $a_i^2 / 2$.

Vågenergins fördelning på olika frekvensband eller dess spektraltäthet $S(f_i)$ kan bättre uttryckas med ett stapelspektrum enligt figur 2.1b. Spektraltätheten blir

$$S(f_i) = \frac{1}{2} a_i^2 / \Delta f \quad \dots (2.3)$$

Om frekvensdelningen Δf görs godtyckligt liten övergår $S(f_i)$ till ett kontinuerligt spektrum $S(f)$. Se figur 2.1c.



Figur 2.1 Illustration av begreppet vågspektrum

Vågspektrum kan bestämmas genom mätning av vågtåg och fourieranalys av dessa eller genom att tillämpa standardspektrum som kan beräknas ur uppgift om vindstyrka, stryklängd och vindens varaktighet. Dessa är också empiriska men bygger på medelvärden från många vågtåg bildade under likartade förhållanden.

Moment

För att beskriva spektrums form används så kallade moment kring origo av $S(f)$. Det n :te momentet skrivs

$$m_n = \int_0^{\infty} f^n S(f) df \quad \dots (2.4)$$

Den totala energin i vågrörelsen kan uttryckas som

$$E = \rho g m_0 = \rho g \int_0^{\infty} S(f) df \quad \dots (2.5)$$

där m_0 är ytan under $S(f)$. m_0 är också vattenytans $\eta(t)$ varians.

Ju högre moment som bildas ju större vikt läggs vid energin i de höga frekvenserna. Ett sätt att beskriva spektrumbredden vore därför en kvot mellan lämpliga moment av olika ordning. Longuet-Higgins har t.ex. föreslagit en spektrumbreddsparameter

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 \cdot m_4}} \quad \dots (2.6)$$

ϵ kommer att vara noll för mycket smala spektrum och närma sig 1 för mycket breda.

Moment bildas vanligen för $n = -1, 0, 1$ och 2 . Dessa kan användas som uppskattningar på olika vågegenskaper. Den signifikanta våghöjden H_s kan t.ex. uppskattas av

$$H_{m0} = 4\sqrt{m_0} \quad \dots (2.7)$$

Nollkryssningsperioden T_z uppskattas på två olika sätt

$$T_2 = \sqrt{m_0/m_2} < T_z < \sqrt{m_0/m_1} = T_1 \quad \dots (2.8)$$

Effektspektrum $p(f)$ (Ws/m)

Vågeffekten kan på liknande sätt som vågenergin delas upp på frekvensband varvid erhålls ett effektspektrum eller vågeffektens spektraltäthet. Utgående från vågspektrum erhålls detta med (2.5) insatt i ekv. (1.2) till

$$p(f) = \frac{1}{4\pi} \rho g^2 f^{-1} S(f) \quad \dots (2.9)$$

Mellan den totala vågeffekten i en oregelbunden vågrörelse och effektspektrum gäller följande samband

$$p = \int_0^\infty p(f) df = \frac{\rho g^2}{4\pi} m_{-1} \quad \dots (2.10)$$

Värdet av integralen (2.10) kan överslagsmässigt anges till $0.5 H_s^2 T_z \text{ kW/m.}$

$$T_z = m_{-1} / m_0$$

3. STANDARDSPEKTRUM

Det finns många förslag till funktioner för vindgenererade våg-spektrum, vilka alla baseras på jämförelser med uppmätta våg-spektrum. De två vanligaste är Pierson-Moskowitz' spektrum och JONSWAP-spektrumet. Båda spektrum är endimensionella spektrum där energin fördelas endast över frekvenserna. I verkligheten utbreder sig dock vågorna i alla riktningar inom 45° på båda sidor om vindriktningen. Ändrar vinden riktning blir riktnings-spridningen än större. Riktningsspridningen kan beskrivas med riktningsspektrum vilket inte tas upp i denna skiss.

JONSWAP-spektrumet beskriver vågorna under tillväxtskedet och är något mer komplicerat än P-M spektrumet. I denna beskrivning behandlas inte JONSWAP-spektrumet.

Pierson-Moskowitz' spektrum gäller för "fullt utbildad sjö" (fully arisen sea) dvs ett tillstånd där energitillförseln till vågrörelsen balanseras exakt av energiförlusterna. Då är den enda variabeln vindens hastighet. Spektrumet gäller således endast då stryklängderna är tillräckligt stora.

Det uttryck för spektrumet, av tre föreslagna, som ger bäst överensstämmelse med vågdata är

$$S_{PM}(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4} f^{-5} \exp\left(-0.74\left(\frac{f_0}{f}\right)^4\right) \quad \dots (3.1)$$

Här är

$$\alpha = 0.0081$$

$$g = \text{jordaccelerationen}$$

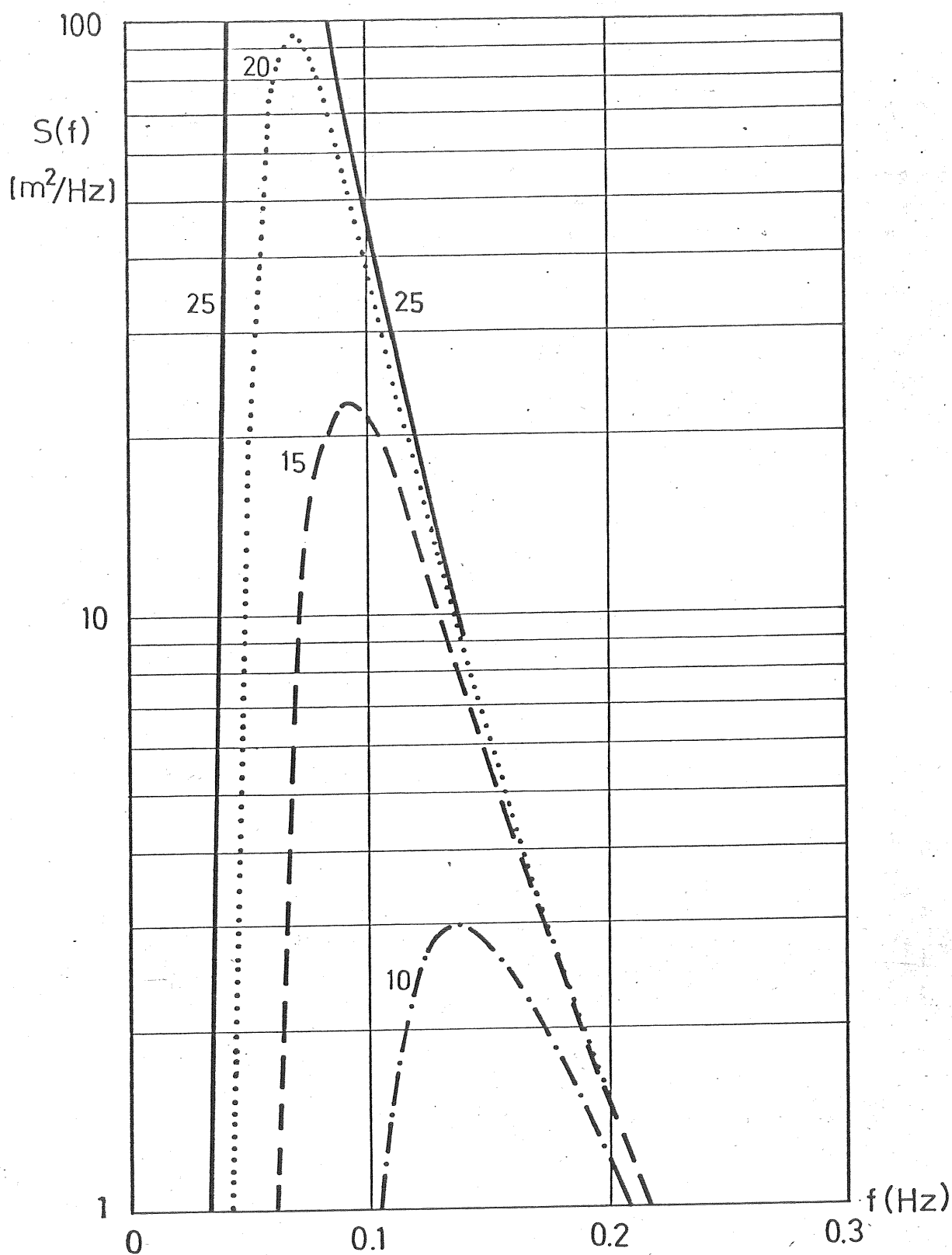
$$f_0 = g/(2\pi U_{19.5})$$

$$U_{19.5} = \text{vindhastigheten på 19.5 m höjd}$$

I stället för vindhastigheten kan man sätta in t.ex. den signifikanta våghöjden H_s och medelvågperioden T_z , vilka kan approximeras med $H_s \approx 4\sqrt{m_0}$ och $T_z \approx m_0/m_1$. Uttrycket (3.1) får då formen

$$S_{PM}(f) = 0.11 \frac{H_s^2}{T_z^4} f^{-5} \exp(-0.44 (T_z f)^{-4}) \quad \dots (3.2)$$

I figur 3.1 nedan visas PM-spektrum för några olika vindstyrkor.



Figur 3.1 Pierson-Moskowitz spektrum för olika vindstyrkor.

$U_{19.5}$ (m/s)	T_1 (s)	T_2 (s)	H_{m0} (m)
10	5.76	5.46	2.13
15	8.64	8.17	4.79
20	11.52	10.89	8.51
25	14.40	13.62	13.62

Om medelvågperioden T_z uppskattas ur spektrumet (3.1) erhålles $T_1 > T_2$, och om formen (3.2) tillämpas gäller vidare att

$$T_1 > T_z > T_2 \quad \dots (3.3)$$

med T_1 obetydligt större än T_z . Houmb och Overvik (1976) har däremot vid anpassning av JONSWAP-spektrum till 115 vågregistreringar i Norska havet funnit att T_2 är den bästa uppskattningen av T_z .

4. LINJÄR TEORI FÖR BOJEN

Den matematiska modell som hittills använts vid arbetet med utvecklingen av gruppens vågenergiboj har presenterats dels i Vågenergi i Sverige (NE 1977:4), dels utförligare i Grupp-rapport 10. Utgångspunkten har varit att bojen endast kan röra sig i vertikalled. Den infallande våg som sätter bojen i rörelse antas vidare vara sinusformad.

$$\zeta(t) = \zeta_0 \cos \omega t \quad \dots (4.1)$$

$\zeta(t)$ vattenytans läge i vertikalled relativt medelvattennivån i en punkt i höjd med bojen

t tiden

ζ_0 vågamplituden

ω vågens cirkelfrekvens $\omega = 2\pi f$

Bojens rörelse bestäms enligt teorien av en andra ordningens differentialekvation. På djupt vatten gäller

$$(m+a) \ddot{z} + (b+b_1) \dot{z} + cz = \left[(c-a\omega^2)^2 + (b\omega)^2 \right]^{1/2} \cdot e^{-kD} \zeta_0 \cos (\omega t + \alpha) \quad \dots (4.2)$$

Här är

m masströgheten hos det svängande systemet
 a den hydrodynamiska massan (medsvängande vattenmassa)
 z bojens läge i vertikalled relativt jämviktsläget
 b den hydrodynamiska dämpningen
 b_1 dämpkonstant för den yttre dämpningen som gör att energi tas från vågorna
 c fjäderkonstanten för den hydrostatiskt återförande kraften
 k vågtalet $2\pi/L$
 D bojens sjunkdjup, avståndet från vattenytan till "kölen"
 α fasförskj. mellan den drivande kraften och vågrörelsen.

För fjäderkonstanten c gäller att.

$$c = \rho g A \quad \dots (4.3)$$

där

ρ är vattnets densitet
 g jordaccelerationen
 A bojens vattenlinjearea

Observera att det svängande systemet kan ha en masströghet m som är större än displacementets massa ρV . Detta inträffar t.ex. då en roterande generator används som energiupptagare vare sig den placeras på bojen eller på botten under bojen.

Amplitudresponsfunktionen

Vid lösningen av differentialekvationen (4.2) antas att alla koefficienter är konstanta med avseende på tiden dvs differentialekvationen är linjär. Detta ger en lösning

$$z(t) = \zeta_0 \left\{ \frac{(c - a\omega^2)^2 + (b\omega)^2}{(c - (m+a)\omega^2)^2 + (b+b_1)^2 \omega^2} \right\}^{1/2} e^{-kD} \cos(\omega t + \psi)$$

$$= z_0 \cos(\omega t + \psi) \quad \dots (4.4)$$

där ψ är fasvinkeln mellan bojens hävningsrörelse och vågrörelsen. Förhållandet $Y = z_0/\zeta_0$ kallas amplitudresponsfunktionen.

Hydrodynamisk massa och dämpning

Den hydrodynamiska massan, a , och dämpningen, b , varierar båda med

- o frekvensen hos rörelsen
- o kroppens form och displacement
- o vattendjupet
- o avståndet till andra begränsningar i planet.

Ett sätt att beskriva frekvensberoendet finns refererat i GR:10. (Se även Havelock 1955).

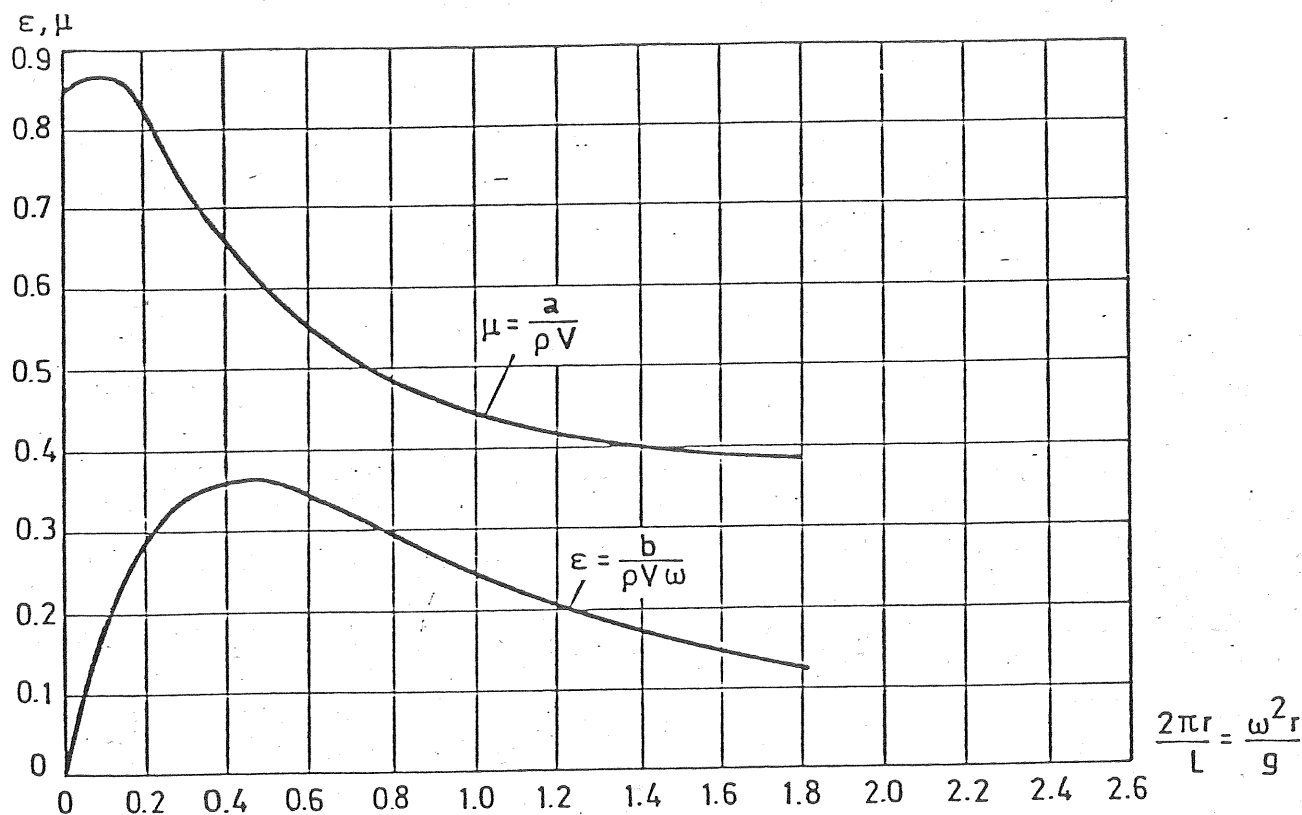
Havelock definierar två variabler $\mu(\omega)$ och $\epsilon(\omega)$ som

$$\mu(\omega) = a/(\rho V) \quad \dots(4.5)$$

$$\epsilon(\omega) = b/(\rho V \omega) \quad \dots(4.6)$$

där V är displacementets volym. Han har sedan med hjälp av potentialteori beräknat masskoefficienten $\mu(\omega)$ och dämpkoefficienten $\epsilon(\omega)$ för en till hälften nedsänkt sfär. Resultatet av denna beräkning återges i figur 4.1.

En jämförelse mellan amplitudresponsfunktionen för $\mu(\omega_0)$ och $\epsilon(\omega_0)$ konstanta och för $\mu(\omega)$ och $\epsilon(\omega)$ ger, med Havelocks teoretiska värden, små skillnader jämfört med försöksvärdenas spridning.



Figur 4.1 Masskoefficient $\mu = a/(\rho V)$ och dämpkoefficienten $\epsilon = b/(\rho V \omega)$ för en till hälften nedsänkt oscillerande sfär. Displacementsvolymen är $V = 2\pi r^3/3$. Stort vattendjup. (Efter Havelock 1955).

De värden på μ och ϵ som används för bojen har erhållits vid försök med modellbojar med diametern 300 mm. Tabell 4.1 och 4.2 nedan (Grupprapport GR:16,1979).

Tabell 4.1 Masskoefficienten μ och dämpkoefficienten ϵ vid resonans för olika försök utan dämpning.

Bojtyp	I 			II 			III 		
Normerat displacement $\hat{V}$	0.78	1.20	1.63	0.78	1.20	1.63	0.78	1.20	1.63
Egensvängningsförsök	μ 1.12	0.73	0.59	0.78	0.54	0.42	0.65	0.42	0.30
ränna, bassäng ϵ	0.67	0.34	0.25	0.51	0.26	0.19	0.54	0.27	0.20
Ø 300 mm									
Anpassning till amplitud-responskurva	μ 1.10	0.68	0.52	0.80	0.65	0.47	0.65	0.39	0.40
bassängförsök ϵ	0.43	0.32	0.23	0.42	0.22	0.17	0.52	0.24	0.10
Ø 300 mm									
Egensvängningsförsök	μ	0.55			0.34			0.26	
ränna Ø 165 mm ϵ		0.38			0.26			0.27	

Tabell 4.2 Uppmätt resonansfrekvens $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ (Hz) för de provade bojarna.

Bojtyp	I			II			III		
Normerat displacement $\hat{V}$	0.78	1.20	1.63	0.78	1.20	1.63	0.78	1.20	1.63
Ø 300 mm mätt ränna och bassäng	1.22	1.08	0.98	1.34	1.15	1.04	1.40	1.21	1.06
Ø 165 mm mätt ränna upp-skalad till Ø 300 mm		1.48			1.59			1.64	
		1.10			1.18			1.22	

Normaliserat displacement

För uppskalnings- och jämförelseändamål uttrycks displacementet V i våra försök med ett normaliserat displacement $\hat{V}$ på så sätt att aktuell displacementsvolym divideras med volymen av ett halvklot med samma radie som bojen.

$$\hat{V} = V / (2\pi r^3 / 3)$$

... (4.7)

Jämförelser kan då direkt göras mellan bojar i olika skalor. För samma värde på $\hat{V}$ skall t.ex. den vid resonans erhållna masskoefficienten μ och dämpkoefficienten ϵ vara lika. $\hat{V}$ för den tidigare beskrivna halvsfären blir definitionsmsässigt $\hat{V} = 1.00$.

Vattendjupets inverkan

Ekvation (4.2) och (4.4) gäller endast då vattendjupet är så stort att vågorna inte påverkas av botten. När vattendjupet h är mindre än halva våglängden bör faktorn e^{-kD} bytas mot faktorn

$$\frac{\cosh k(h-D)}{\cosh kh} \quad \dots (4.8)$$

Bojens energiupptagning

Kraften F i upphängningen antas vara proportionell mot hastigheten och då kan den momentant upptagna effekten skrivas

$$P(t) = F(t) \cdot \dot{z}(t) = b_1 (\dot{z}(t))^2 \quad \dots (4.9)$$

I regelbundna sinusformade vågor erhålles genom insättning av $z = z_0 \cos(\omega t + \psi)$ och integrering över ett jämnt antal perioder den ur vågorna upptagna medeleffekten

$$P_{\text{med}} = \frac{b_1}{2} \omega^2 z_0^2 \quad \dots (4.10)$$

Medeleffekten som funktion av frekvensen kan enkelt uttryckas med hjälp av amplitudresponsfunktionen $Y(\omega)$ och infallande våg-amplitud ζ_0 .

$$P_{\text{med}}(\omega) = \frac{b_1}{2} \zeta_0^2 \omega^2 Y^2(\omega) \quad \dots (4.11)$$

eller

$$\frac{P_{\text{med}}(\omega)}{\zeta_0^2} = \frac{b_1}{2} \omega^2 \cdot Y^2(\omega) \quad \dots (4.12)$$

där högerledet är oberoende av vågamplituden.

Hydrodynamisk verkningsgrad

Vid sinusformade vågor på djupt vatten bestäms medeleffekten per meter vågfront p enligt ekv. (1.2) av uttrycket

$$p = \frac{\zeta_o^2}{4} \rho g^2 \frac{1}{\omega} \quad \dots (4.13)$$

Utgående från detta kan man teckna ett uttryck för en vågenergi-omvandlares förmåga att absorbera vågornas energi. För en boj med radien r kan denna hydrodynamiska "verkningsgrad" skrivas

$$\eta = \frac{P_{med}}{p \cdot 2r} \quad \dots (4.14)$$

Uttrycks verkningsgraden med hjälp av amplitudresponsfunktionen fås

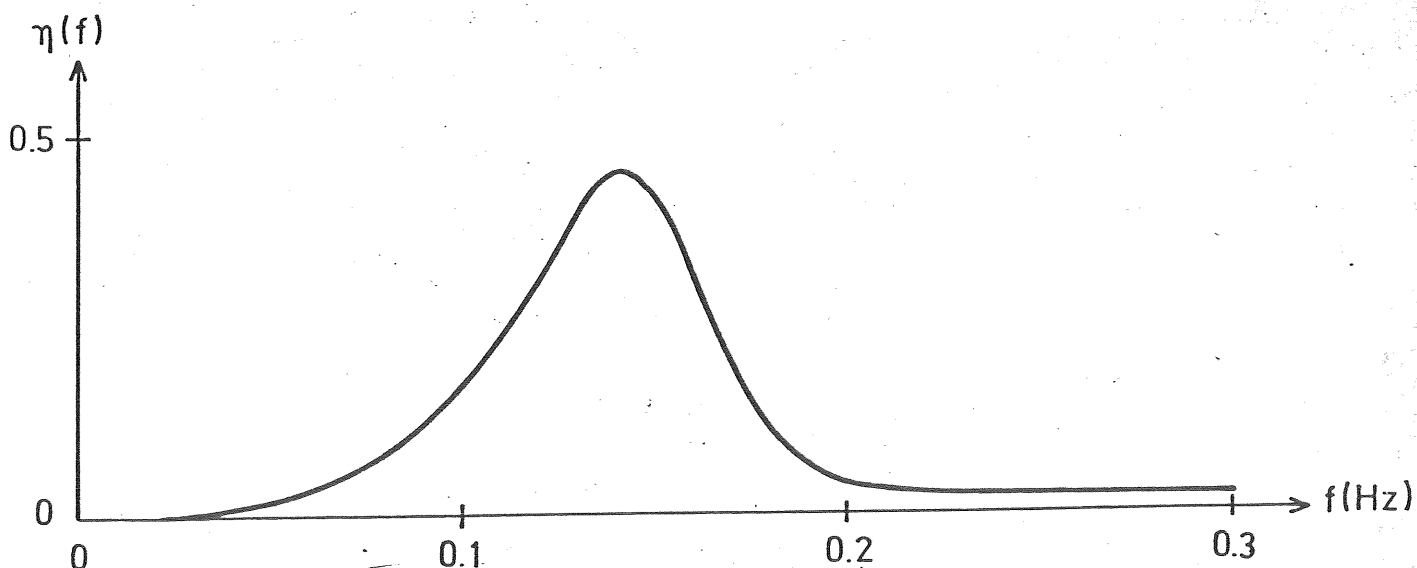
$$\eta = \frac{b_1 \omega^3 Y^2(\omega)}{\rho g^2 r} \quad \dots (4.15)$$

För en viss boj kan man visa att verkningsgraden η har maximum med avseende på dämpningen b_1 då denna är

$$b_{10} = \varepsilon \cdot \rho V 2\pi f_o \quad \dots (4.16)$$

där f_o är resonansfrekvensen (Grupprapport 10, 1978).

Den tillämpade definitionen av verkningsgrad kan för vissa typer av punktformiga omvandlare ge värden över 1. Detta beror på att omvandlaren i så fall tar upp energi från en större bredd än sin egen diameter eller energi reflekterad på intilliggande omvandlare. Produkten $2r \cdot \eta$ kan uppfattas som en transferfunktion mellan våg-effekten p och den upptagna effekten P_{med} .



Figur 4.2 Verkningsgraden $\eta(f)$ för boj typ I $\hat{V}=0.78$ och bojdiametern 19 m ($b_1 = b_{10}$).

5. ENERGIUPPTAGNING I OREGELBUNDEN SJÖ

Om vi accepterar systemets linearitet så ges den av en boj med radien r vid varje frekvens upptagna medeleffekten av

$$P(f) = 2r\eta(f)p(f) = 2r \cdot \eta(f) \frac{\rho g^2}{4\pi} f^{-1} \cdot S(f) \quad \dots (5.1)$$

eller med ekvation (4.15) och $\omega = 2\pi f$ insatta

$$P(f) = 4\pi^2 b_1 Y^2(2\pi f) f^2 \cdot S(f) \quad \dots (5.2)$$

$P(f)$ är då ett spektrum för den uttagna effekten och transferfunktionen mellan denna och vågspektrum blir

$$T^2(f) = 4\pi^2 b_1 Y^2(2\pi f) \cdot f^2 = \frac{r\rho g^2}{2\pi} \eta(f) f^{-1} \quad \dots (5.3)$$

Transferfunktionen $T(f)$ kan bestämmas med teoretiska eller empiriska värden på μ och ϵ vilket ger amplitudresponnsfunktionen $Y(f)$ (ekv. 4.4) alternativt kan $\eta(f)$ eller $T(f)$ mätas direkt genom modellförsök.

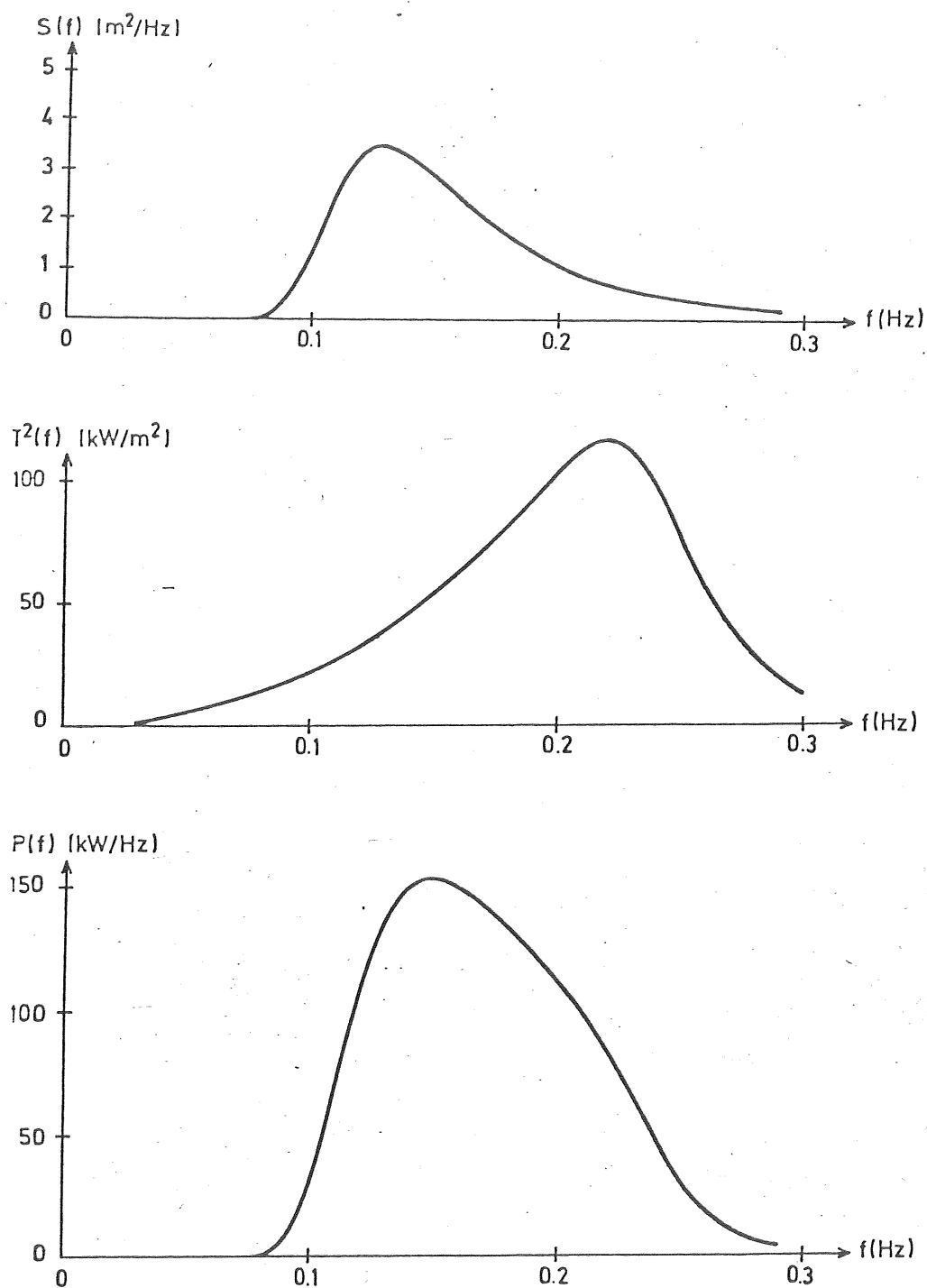
I figur 5.1 har vågspektrum $S(f)$, transferfunktionen $T^2(f)$ och spektrum över upptagen effekt $P(f)$ uppritats för en boj (typ I $\hat{V} = 0.78$) med diametern 7.5 m under vissa vågförhållanden. Koeficienterna för bojen är de som erhållits vid modellförsök enligt tabell 3.1 och 3.2.

Den totalt upptagna effekten kan sedan skrivas

$$P_{\text{med}} = \int_0^{\infty} T^2(f) S(f) df \quad \dots (5.4)$$

För de förhållanden som redovisas i figur 5.1 är infallande effekt per längdenhet vågfront $p = 16.2$ kW/m och av bojen upptagen effekt $P_{\text{med}} = 17.0$ kW. Verkningsgraden beräknad på bojens diameter blir 14%.

Av förskjutningen mellan kurvan $S(f)$ och $T^2(f)$ framgår att verkningsgraden borde kunna förbättras genom att bättre anpassa bojen till vågspektrum.



Figur 5.1 Vågspektrum $S(f)$, transferfunktion $T^2(f)$ och spektrum över absorberad effekt $P(f)$ för en boj av typ I och $\varnothing$ 7.5 m vid signifikanta våghöjden 2.25 m och medelperioden $T_z = 6$ s.

6. DIMENSIONERING AV VÅGKRAFTVERK

Antag att man utgående från ett modellförsök med en boj med radien r_m skall dimensionera en prototypsboj för t.ex. maximalt effektuttag i en vågsituation med effektspektrum $p(f)$. Froudes modellregel anses gälla. Om prototypens sökta radie betecknas r_p blir skalfaktorn för längd $\alpha_L = r_p/r_m$. Skalfaktorn för frekvens blir $f_p/f_m = (\alpha_L)^{-1/2}$ och om modellverkningsgraden är $\eta_m(f_m)$ erhålles prototypens verkningsgrad till

$$\eta(f) = \eta_m (\sqrt{\alpha_L} \cdot f) \quad \dots (6.1)$$

Upptagen effekt blir enligt (5.1) med $r_p = r_m \cdot \alpha_L$

$$P_{med}(\alpha_L) = 2 r_m \alpha_L \int_0^{\infty} \eta_m (\sqrt{\alpha_L} \cdot f) p(f) df \quad \dots (6.2)$$

och maximum skulle t.ex. kunna erhållas genom derivering av funktionen m.a.p. α_L , vilket då ger prototypsbojens radie.

Ett annat optimeringskriterium vore t.ex. att maximera upptagen effekt per volymsenhet konstruktion. Konstruktionens volym borde ju ge en uppfattning om dess kostnad. I så fall erhålles

$$\frac{P_{med}(\alpha_L)}{(r_m \cdot \alpha_L)^3} = \frac{2}{(r_m \alpha_L)^2} \int_0^{\infty} \eta_m (\sqrt{\alpha_L} f) p(f) df \quad \dots (6.3)$$

Vid ett exempel på ett vågbojkraftverk för Gotland (Byström m.fl., 1979) visade det sig att den förra optimeringsansatsen (6.2) ger orimligt stora bojar, medan den senare ansatsen (6.3) ger oändligt små bojar. För dimensioneringen valdes då i stället att anpassa verkningsgradskurvan till det givna vågklimatet genom att optimera integralen

$$I(\alpha_L) = \int_0^{\infty} \eta(\sqrt{\alpha_L} f) \cdot p(f) df \quad \dots (6.4)$$

Detta sista försök gav praktiskt realiserbara bojar. För ett långsträckt kraftverk ger uttrycket (6.4) den upptagna effekten per längdenhet av kraftverket och är för sådana kraftverkstyper ett korrekt dimensioneringskriterium. För en tät linje med bojar

borde också en maximering av $I(\alpha_L)$ vara rättvisande. Härvid bortses för enkelhetens skull från samverkan mellan bojarna.

Tillämpning på en viss vågsituation

Dimensioneringen av kraftverksbojen enligt uttrycket (6.2), (6.3) eller (6.4) kan nu ske för en viss vågsituation som bedöms vara frekvent. Ett kriterium på en bra boj vore ju att man kunde ta upp vågenergin så väl som möjligt vid vanliga situationer.

Optimeringen utförs enklast numeriskt genom att variera skalfaktorn α_L i respektive ekvation. Om detta utföres manuellt placeras lämpligen toppen på verkningsgradskurvan vid några olika lägen kring toppen på effektkurvan $p(f)$. Den geometriska skalan erhålles sedan genom att dividera modellfrekvensen f_m för toppen av verkningsgradskurvan med dess läge på effektkurvans frekvensskala f_p .

$$\alpha_L = (f_m/f_p)^2 \quad \dots (6.5)$$

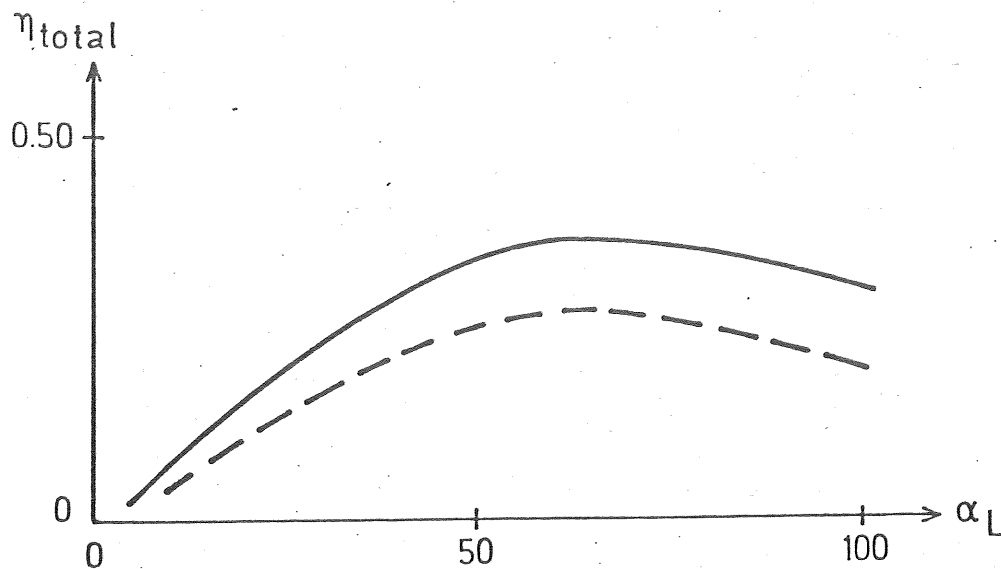
I figur 6.1 visas totalverkningsgraden för två olika bojar i en vågsituation med $T_z=6s$. Totalverkningsgraden har uppritats som funktion av skalfaktorn och definieras såsom

$$\eta_{total} = P_{med}(\alpha_L)/(2r_m \alpha_L p) \quad \dots (6.6)$$

med $P_{med}(\alpha_L)$ enligt (6.2) och p den infallande vågeffekten per längdenhet vågfront enligt ekvation (2.11).

Bojarna har olika totalverkningsgrad men maximum ligger för båda kring $\alpha_L = 65$ vilket ger en boj med radien 19.5 m och massan 1500 ton.

Byström m.fl. påpekar att ett sätt att öka totalverkningsgraden η_{total} är att dämpa bojen hårdare än vad som svarar mot optimal dämpning b_{10} vid resonansfrekvensen. Se ekvation (4.16). Verkningsgraden som funktion av frekvensen får då något lägre toppvärde men ökar i bredd, vilket ger en ökad totalverkningsgrad i ett oregelbundet vågtåg. En annan effekt blir att maxi-



Figur 6.1 Totalverkningsgraden η_{total} som funktion av skalfaktorn α_L för en boj typ I $\hat{V} = 0.78$ (---) en boj typ II $\hat{V} = 0.78$ (—). Bojdiametern hos prototypen blir $\alpha_L \cdot 0.3$ m.

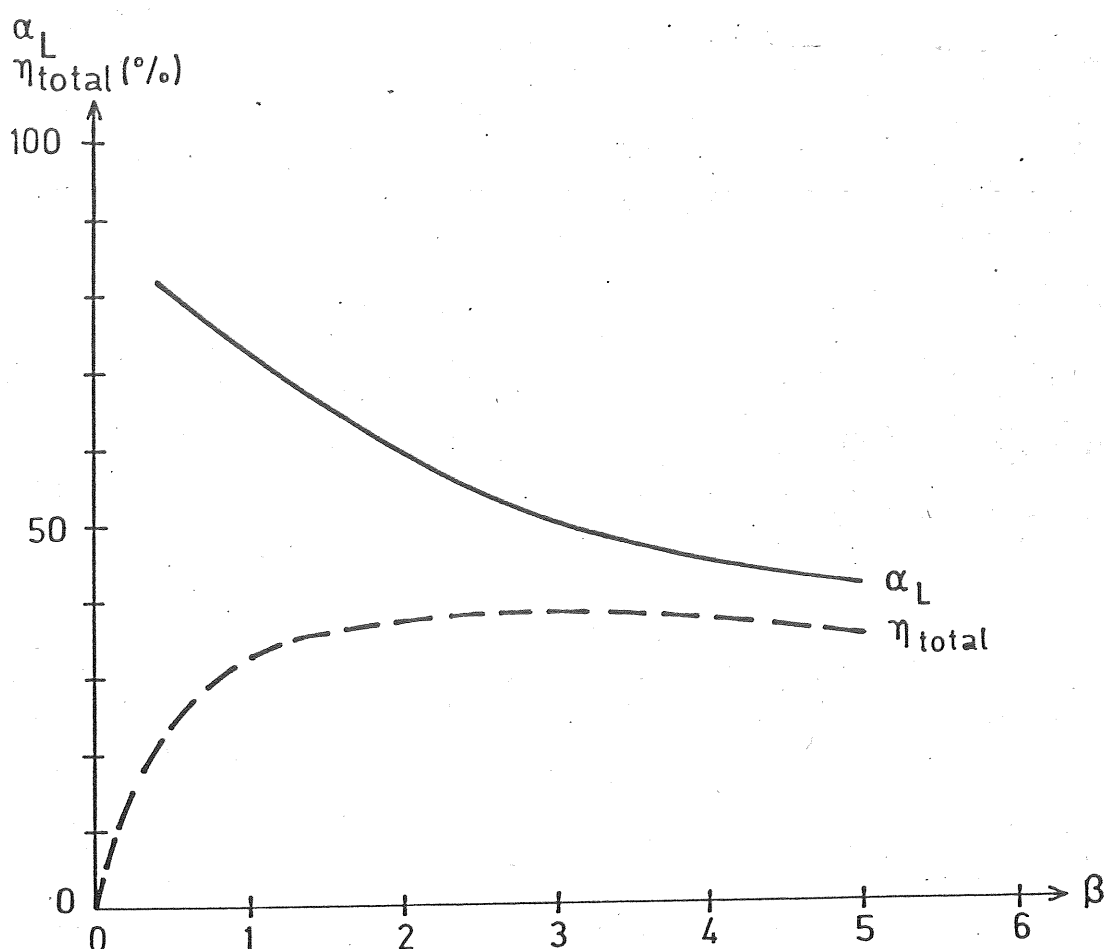
mum för totalverkningsgraden förskjuts mot ett lägre värde på skalfaktorn α_L . Detta ger en mindre boj vilket ju är fördelaktigt.

I figur 6.2 visas maximal totalverkningsgrad och skalfaktorn som funktion av koefficienten β i följande uttryck för dämpningen

$$b_1 = \beta \cdot b_{10} \quad \dots (6.6)$$

där b_{10} är optimal dämpning enligt ekvation (4.10).

Av figur 6.12 framgår t.ex. att totalverkningsgraden är 38% vid $\beta = 3$ och $\alpha_L \approx 50$ medan den för $\beta = 1$ är högst 36% för $\alpha_L \approx 65$ (Figur 6.1). Den hårdare dämpningen ger boj med diameter 15 m och massan 700 ton vilket ju är avsevärt fördelaktigare än de tidigare nämnda 1500 ton.



Figur 6.2 Totalverkningsgraden η_{total} och skalfaktorn α_L som funktion av dämpfaktorn β (ekv. (6.6)).

Årsenergin

Om energiflödet förbi kraftverksläget är givet som ett medelvärde över året för varje frekvens f så kan dimensionering av kraftverket ske med liknande teknik. I stället för effektspektrum $p(f)$ vid ett tillfälle måste då i stället årsmedelvärdet av effektens spektralfördelning användas. Denna har beräknats genom hindcasting för några platser i Sverige. (Se grupprapport GR:16).

För en noggrann uppskattning av energiupptagningen hos det dimensionerande kraftverket måste dock hänsyn tas till den aktuella effekten vid varje tidpunkt, eftersom t.ex. kraftverksenheternas momentana maxeffekt måste begränsas av ekonomiska skäl. Hänsyn till denna "klippeffekt" och till att ingen effekt genereras under ett visst tröskelvärde har tagits av Byström m.fl. (1979). Det förtjänar påpekas att klippeffekten gör att optimum förskjuts mot mindre bojar.

Den angivna tekniken har också tillämpats i Grupprapport GR:16 för en långsträckt omvandlare av OWC-typ med tänkt placering utanför Smögen.

REFERENSER

- Brigham, E.O. (1973): The Fast Fourier Transform. Prentice Hall, Englewood, Cliffs. N.J.
- Burcharth, H.F., Brorsen, M. (1978): On the design of gravity structures using wave spectra. Ålborg universitetscenter. Lab. for hydraulik og havnebygning. Bull.Nr. 13.
- Byström, Clason, Linders och Sundvall (1979): Vågkraftverk för Gotland. Examensarbete vid inst. för vattenbyggnad, skeppshydromekanik och elektromaskinlära, Chalmers tekniska högskola. Under utarbetande.
- Houmb, O.G., Overvik, T. (1976): Parameterization of wave spectra and long term joint distribution of wave height and period. BOSS 1976 Vol.I, Trondheim.
- International Energy Agency (1977): Wave Data Workshop, Lincoln College, Oxford, Sept.1-2, 1977. -
- Kinsman, B. (1965): Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- US Army Corps of Engineers (1973): Shore Protection Manual, Beach Erosion Board: Vol.I, Washington DC.