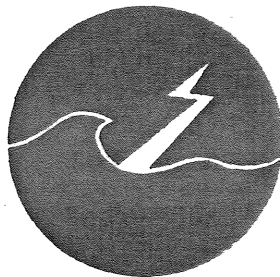


GRUPPEN FÖR VÅGENERGIFORSKNING



Vågkraftbojar - modellförsök i regelbundna
vågor

av

Lars Bergdahl
Anders Rylander
L-O Sörman
Lars Wernersson

Rapport GR:11

Göteborg den
30 aug 1978

SAMMANFATTNING

Svängningarna hos en vågenergiomvandlare av bojtyp antas kunna beskrivas av en andra ordningens differentialekvation med konstanta koefficienter. Målsättningen för de försök som redovisas i föreliggande rapport har varit att bestämma dessa koefficienter för olika utformningar av vågbojen, samt att undersöka hur väl svängningarna beskrivs av differentialekvationen.

Tre olika former på bojarna har undersökts i två geometriska skalor. Försök har gjorts dels i regelbundna vågor, dels som egensvängningsförsök.

Kvalitativt sett stämmer försöken överens med teorin. För samma form på bojen ökar t. ex. resonansfrekvensen med minskande displacement, och för samma displacement ökar resonansfrekvensen med ökad strömlinjeform.

Överensstämmelsen mellan beräknad amplitudresponsskurva (med koefficienter från egensvängningsförsöken) och den uppmätta är bäst för en boj med sfärisk nos och sämst för en rakt avskuren cylinder. För dämpkoefficienten har inget skalberoende iakttagits medan masskoefficienten är mindre för försöken i den mindre skalan.

Av ett tiotal prövade funktionssamband för masskoefficientens och dämpningskoefficientens beroende av displacementets vikt, m , befanns funktioner av typen $\mu = c_1 \cdot m^{c_2}$ och $\varepsilon = c_3 \cdot m^{c_4}$ vara bäst. Exponenterna c_2 och c_4 visade sig vara i stort sett oberoende av bojtyp med medelvärdena $c_2 = -0.84$ och $c_4 = -1.38$. Koefficienterna c_1 och c_3 varierar dock med bojens form så att de minskar med ökad strömlinjeform. c_1 från 4.9 för den avskurna cylindern till 2.5 för den med sfärisk nos, c_3 från 7.0 till 5.4.

FÖRORD

Föreliggande rapport över bojars hävning utgör ett led i den forskning över utvinning av vågenergi, som beskrivs vid Chalmers tekniska högskola i samarbete med Birger Ludvigson Ingenjörbyrå AB. Forskningen bekostas av Nämnden för energiproduktionsforskning.

Göteborg 78-08-30

I N N E H Å L L S F Ö R T E C K N I N G

	Sid
SAMMANFATTNING	
1. INLEDNING	1
2. AVSIKT MED MODELLFÖRSÖKEN	3
3. TEORETISK BAKGRUND	4
3.1 Förutsättningar och antaganden	4
3.2 Svängningsekvationen	6
3.3 Fri dämpad svängning	8
3.4 Amplitudresponsfunktionen	10
4. MODELLER OCH FÖRSÖKSANORDNINGAR	13
4.1 Beskrivning av provade kroppar	13
4.2 Beskrivning av försöksanordningen	15
4.3 Ränna i Vattenbyggnadslaboratorium	18
4.4 Bassäng i Vattenbyggnadslaboratorium	19
5. FÖRSÖKSMETODIK	20
5.1 Egensvängningsförsök	20
5.2 Försök i regelbundna vågor	20
6. UTVÄRDERINGSMETODIK	21
6.1 Egensvängningsförsök	21
6.2 Försök i vågor	22
7. UTFÖRDA FÖRSÖK	23
7.1 Egensvängningsförsök	23
7.2 Försök i regelbundna vågor	23
8. FÖRSÖKSRESULTAT	24
8.1 Egensvängningsförsök	24
8.2 Jämförelse med teori	27
8.3 Försöksresultat från försök i regelbundna vågor	35
9. DISKUSSION AV RESULTATEN	48
10. REFERENSER	50

1. INLEDNING

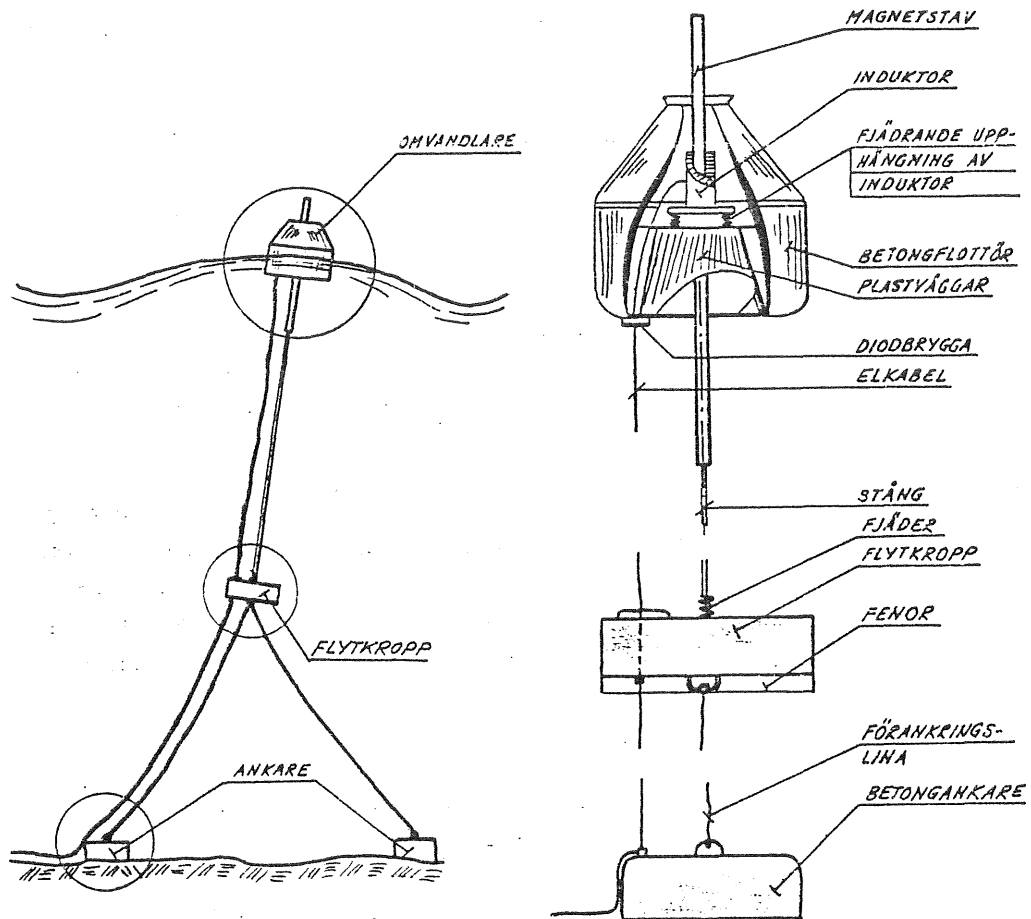
Olika anordningar för tillvaratagande av vågornas energi finns beskrivna i litteraturen sedan slutet av 1800-talet. En mängd olika patent för vågkraftverk har också beviljats i olika länder. Någon tillämpning av dessa patent har i stort sett ej förekommit och ekonomiska kalkyler, som visar priset på den utvunna vågenergin är fåtaliga - givetvis saknas sådana kalkyler som bygger på praktisk erfarenhet av vågkraftverk.

Under de allra senaste åren har emellertid intresset för vågenergin tagit ny fart och bl.a. vid tekniska högskolor och universitet har forskningsarbete kommit igång med teoretiska och experimentella studier av olika vågenergiupptagande system.

Föreliggande interimrapport över bojars hävning utgör ett led i den forskning över utvinning av vågenergi som bedrivs vid Chalmers tekniska högskola och bekostas av Nämnden för energiproduktionsforskning.

Samtidigt som översiktliga studier genomförs kommer en vågenergiomvandlare av bojtyp att undersökas mera i detalj. Vågenergiomvandlaren tänks utgöras av en boj sammansatt av två relativt varandra rörliga delar samt en förankring. Den ena delen är en förankrad flytkropp, på vilken en stång är ledat infäst. Stången är i sin övre ände försedd med en magnetstav, vilken fungerar som den fasta delen i en linjär elgenerator. På stången löper den andra delen, bojen, som drivs av vågornas rörelse. Bojen bär elgeneratorns induktordel och föreslås utförd i betong. Se figur 1. Jfr. Vågenergi i Sverige. Planeringsrapport NE 1977:4.

Den föreslagna linjära elgeneratorn kan bytas ut mot någon annan typ av energiomvandlare, t. ex. en kolvpump eller en



Figur 1. Skiss av föreslagen boj enligt Vågenergi
i Sverige (1977)

kuggstångsväxel med roterande generator etc. Detta på-
verkar inte det hydrodynamiska verkningssättet hos boj-
en.

2. AVSIKT MED MODELLFÖRSÖKEN

Avsikten med de försök över bojars hävning (svängning i vertikalled) som utförs vid institutionerna för vattenbyggnad och skeppshydromekanik är dels att verifiera de teoretiska samband som ställts upp av forskningsgruppen (Bergdahl m.fl. 1978) dels att bygga upp mätteknik, beräkningsmetoder och erfarenheter för de mera komplicerade kompletta försöken med energiupptagaren i funktion.

De i laboratoriet vunna erfarenheterna utnyttjas för närvarande vid konstruktionen av en fältmodell, med 1,0 m diameter, som skall placeras ut i en stor insjö eller skyddat havsområde under våren 1978.

3. TEORETISK BAKBRUND

3.1 Förutsättningar och antaganden

Svängningarna hos en vågboj eller energiomvandlare antas kunna beskrivas av en linjär differentialekvation av andra ordningen, vilket beskrivs mera i detalj av Bergdahl m.fl. (1978). Koefficienterna i ekvationen antas kunna variera med svängningens frekvens.

I det inledande resonemanget nedan förutsätts att svängningarna sker på djupt vatten och att vågbojen hela tiden har tillräckligt liten diameter i förhållande till våglängden.

Modellförsöken har utförts i två geometriska skalor, med 300 resp 165 mm diameter. Vid jämförelse mellan försöken har Froudes modellregel använts, d.v.s. förloppen anses domineras av gravitations- och tröghetskrafter. Viss smärre skalningseffekter har uppmäts vid försöken.

För två geometriskt likformiga strömningsförlopp med det inbördes geometriska skalförhållandet λ gäller följande konverteringssamband vid Froudes modellregel

Storhet	Dimension	Skala
längd	L	λ
area	L^2	λ^2
volym	L^3	λ^3
tid	T	$\lambda^{1/2}$
hastighet	L/T	$\lambda^{1/2}$
acceleration	L/T^2	$\lambda^0 = 1$
kraft	$L^3 \rho g$	λ^3
tryck	$L \rho g$	λ
effekt	$L^3 \rho g \quad L/T$	$\lambda^{7/2}$

Den geometriska skalningen skulle egentligen inkludera ytstrukturen hos bojens yta. Om råheterna hos den tänkta prototypen anses vara 1 mm skulle en modellboj i skala 1:10 då ha råheter på 0,1 mm. De använda modellernas ytråhet är dock mycket finare.

Vid försöken i rännorna har endast den inledande delen av vågregistreringen och registreringen av bojens hävning använts. Amplituderna har mätts så tidigt att reflexionen från rännans väggar inte hunnit påverka bojen nämnvärt, men efter att full svängning bedömts ha uppstått. Se vidare under utvärderingsmetodik.

Förfarandet är inte invändningsfritt. När våglängden är lika med rännans bredd 1,82 m, motsvarande 1,02 Hz, torde inverkan på bojen av reflexionerna kunna uppgå till minst 20 %. Vid andra frekvenser blir påverkan mindre. Jämförande försök planeras bli genomförda i den nu uppbyggda planbassängen.

3.2 Svängningsekvationen

En kraftjämvikt för en vågenergiomvandlare av bojtyp som svänger i vertikalled på grund av en infallande sinusvåg $\zeta = \zeta_0 \cos \omega t$ ger följande svängningsekvation

$$(m+a)\ddot{z} + (b+b_1)\dot{z} + cz = F \cdot \cos(\omega t + \alpha) \quad (3.1)$$

där m är bojens massa, inklusive de delar av generatorn som är fästa på bojen

a den medverkande vattenmassan (added mass)

b den hydrodynamiska dämpningen

b_1 dämpningskonstanten hos den energiupptagande generatorn (Energiupptagningen antas proportionell mot hastigheten)

c fjäderkonstanten för den hydrostatiskt återförande kraften ($c = \rho g A$, där A är vattenlinjearean)

z förskjutning från jämviktsläget (se figur 2)

F amplituden hos den drivande kraften

ω cirkelfrekvensen för vågrörelsen

t tid

α fasförskjutning mellan drivande kraften och vågrörelsen.

D sjunkdjupet (se figur 2)

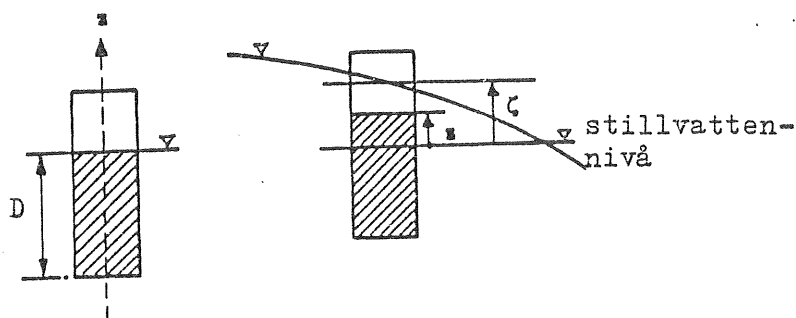


Fig. 2. Definition av några beteckningar

Den medverkande vattenmassan a och den hydrodynamiska dämpningen b är funktioner av frekvensen hos vågrörelsen. De är också funktioner av bojens djupgående och torde således egentligen inte vara oberoende av bojens amplitud. Bland annat detta antagande har undersökts i experimenten.

Värden på a och b finns i litteraturen endast angivna för en flytande sfär eller för olika typer av liggande cylindrar. I försöken har värdena bestämts.

Amplituden för den drivande kraften i högerledet blir för djupt vatten

$$F_0 = \zeta_0 \left[(c - a\omega^2)^2 + (b\omega)^2 \right] e^{-kD} \quad (3.2)$$

där ζ_0 är vågrörelsens amplitud

k är vågtalet $k = 2\pi/L$

D är bojens djupgående

För grunt vatten med vattendjupet $h < L/2$ skall exponentialfunktionen $\exp(-kD)$ bytas mot det mer komplicerade uttrycket $\cosh k(h-D)/\cosh kh$.

Fasförskjutningen α mellan vågrörelsen och den drivande kraften är

$$\alpha = \arctan \frac{b\omega}{c - a\omega^2} \quad (3.3)$$

Under de försök som redovisas i denna interimsrapport har ingen energi utvunnits ur vågorna. I princip har således försök med $b_1 \equiv 0$ eftersträfvats. Viss friktion har emellertid uppstått i använda upphängningsanordningar. Friktionens inverkan på svängningsförloppet har relaterats till den hydrodynamiska dämpningen b .

3.3 Fri dämpad svängning

Försök att bestämma konstanterna a och b har gjorts genom att förskjuta bojen en bestämd sträcka, z_0 , från sitt jämviktsläge, varefter den frisläppts momentant. Den uppträdande dämpade svängningen har uppmätts. För svängningen gäller ideellt följande samband, med samma beteckningar som i föregående stycke.

$$(a+m)\ddot{z} + b\dot{z} + cz = 0 \quad (3.4)$$

Den drivande kraften är naturligtvis noll och dämpningen i upphängningsanordningen har försummats.

I standardverk om svängningslära brukar ekvation 3.4 skrivas

$$\ddot{z} + 2k_i\dot{z} + \omega_0^2 z = 0 \quad (3.5)$$

där således

$$k_i = b/2 (a+m) \quad (3.6)$$

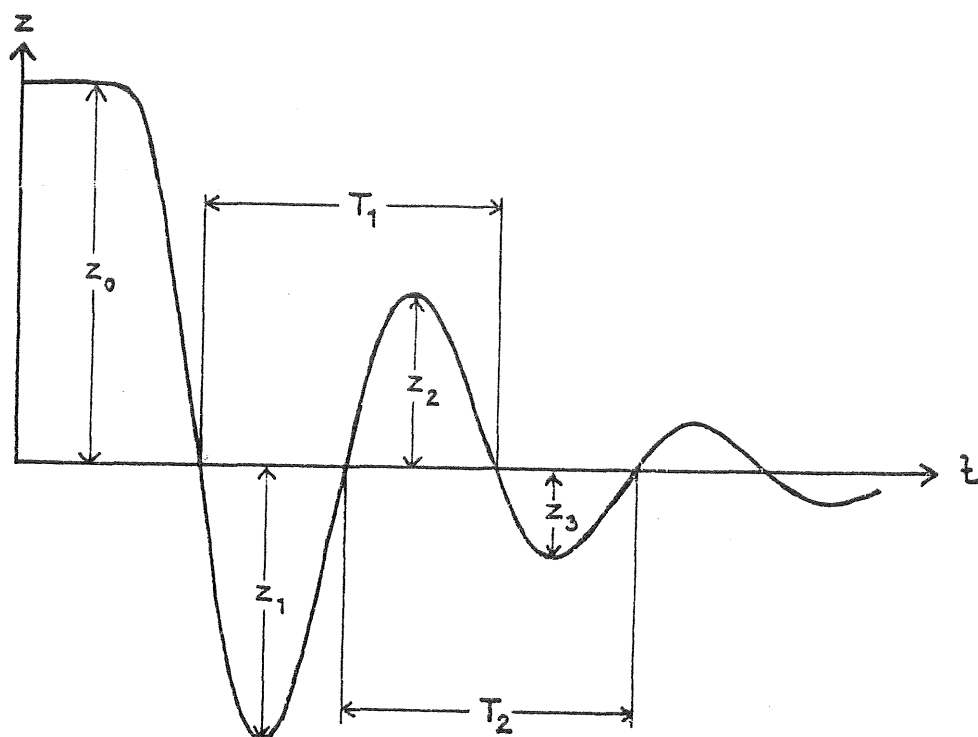
kallas dämpkonstanten och

$$\omega_0 = \sqrt{c/(a+m)} \quad (3.7)$$

är den odämpade svängningens cirkelfrekvens eller egenfrekvensen. För måttligt dämpade svängningar ger lösningen till ekvation 3.5 en dämpad sinussvängning, vilken för det beskrivna försöket kan skrivas

$$z/z_0 = e^{-k_i t} \cos \sqrt{\omega_0^2 - k_i^2} t \quad (3.8)$$

För liten dämpning $k \ll \omega_0$ är den dämpade svängningens cirkelfrekvens ω mycket nära resonansfrekvensen ω_0 . Koefficienterna k_i och ω_0 skall enligt förutsättningen vara konstanter oberoende av z . I princip skall då försök när man släpper bojen från olika höjd z_0 ge samma värden på k_i respektive ω_0 .



Figur 3.2. Exempel från ett försök med fri dämpad svängning

I figur 3.2 ovan visas ett exempel på ett försök med fri dämpad svängning. För den ideella svängningen gäller att förhållandet mellan amplituderna för två på varandra följande svängningar åt samma håll är konstant d.v.s.

$$z_0/z_2 = z_1/z_3 = e^{k_i T} \quad (3.9)$$

där T är svängningens period.

För de utförda försöken har detta utnyttjats så att dämpkonstanten k_i har beräknats för två perioder, enligt

$$k_i = 1/T_i \ln (z_{i-1}/z_{i+1}) \quad (3.10)$$

$i = 1 \text{ och } 2$

Beteckningar enligt figur.

T_i är den uppmätta dämpade svängningens period d.v.s.
 $\omega = 2 \pi/T_i$ och således gäller

$$\omega_0^2 = (2 \pi/T_i)^2 + k_i^2 \quad (3.11)$$

Medsvängande vattenmassa a samt den hydrodynamiska dämpningen b har sedan utvärderats såsom

$$a_i = \frac{c}{(2\pi/T_i)^2 + k_i^2} - m \quad (3.12)$$

$$b_i = 2k_i(a_i + m) \quad (3.13)$$

Därefter har de dimensionslösa talen $\mu = a_i/m\omega$ eller masskoefficienten och $\varepsilon = b_i/m\omega = b_i T_i/m \cdot 2\pi$ båda uppträtt som funktioner av massan eller displacementets vikt, vilka är lika för en flytande kropp.

3.4 Amplitudresponsfunktionen

Om rörelseekvationen (3.1) för bojens rörelse i ett regelbundet vågtåg löses erhålles en sinusformad svängning

$$z = z_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.14)$$

där

$$z_0 = \zeta_0 \left[\frac{(c - a\omega^2)^2 + (b\omega)^2}{(c - (m + a)\omega^2)^2 + (b\omega)^2} \right]^{1/2} e^{-kD} \quad (3.15)$$

och φ är fasvinkeln mellan hävrörelsen och den drivande kraften. Förhållandet z_0/ζ_0 kallas amplitudresponsfunktionen.

Fasvinkeln mellan hävrörelsen och vågen blir

$$\varphi = \tau - \alpha \text{ och } \tau = \arctan \frac{b\omega}{c - (a+m)\omega^2} \quad (3.16)$$

och α enligt ekvation (3.3). Vid försöken kan endast rörelsen och vågen mätas. Om t.ex. amplituderna hos bojen z_0 och hos vågen ζ_0 samt fasvinkeln

ϕ mäts kan a och b lösas ur ekvationerna. Problemet ger tyvärr upphov till en ganska besvärlig fjärdegradsekvation. Ekvationerna ovan har därför kontrollerats genom att amplitudresponsfunktionen beräknats med hjälp av teoretiska koefficienter och de värden på koefficienterna som erhållits i egensvängningsförsöken.

Amplitudresponsfunktionen $Y = z_0/\zeta_0$ är en funktion av svängningens frekvens, vilket framgår av ekvation (3.15). Koefficienterna a och b i denna är egentligen beroende av frekvensen och kan tecknas t.ex.

$$a = \rho V \mu(\omega) \quad (3.17)$$

och

$$b = \rho V \varepsilon(\omega) \cdot \omega \quad (3.18)$$

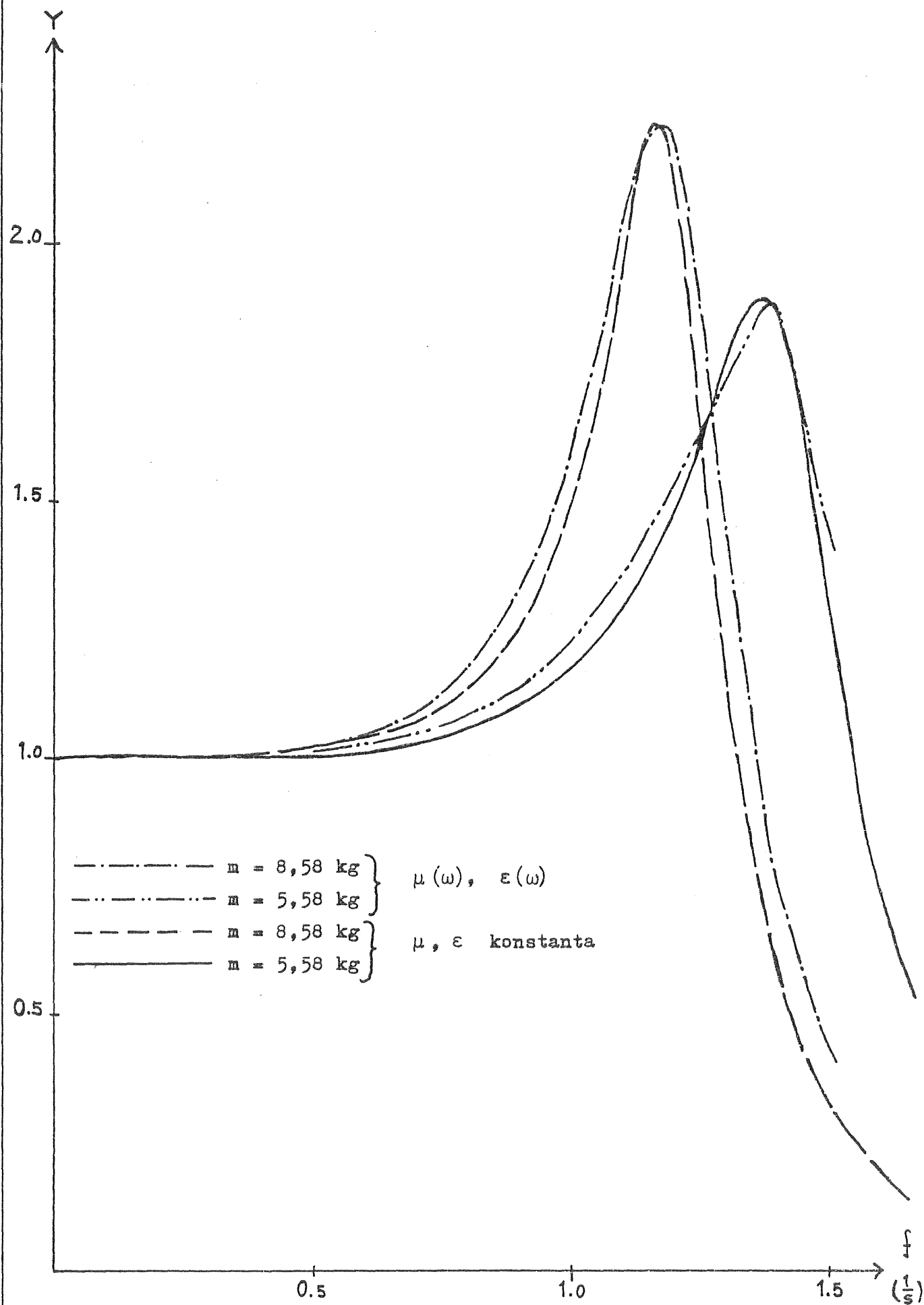
där μ och ε är dimensionslösa storheter och V är displacementet. Amplitudresponsfunktionen kan då skrivas

$$Y(\omega) = \frac{z_0}{\zeta_0} \left[\frac{(c - \rho V \mu \omega^2)^2 + (\rho V \varepsilon)^2}{(c - \rho V (1 + \mu) \omega^2)^2 + (\rho V \varepsilon)^2} \right]^{1/2} e^{-kD} \quad (3.19)$$

Bergdahl mfl(1978) har föreslagit approximativa funktioner för $\mu(\omega)$ och $\varepsilon(\omega)$ som grundar sig på ett arbete av Havlock. I figuren på nästa sida visas dels den amplitudrespons som erhålls då μ och ε antas variera med frekvensen, dels då μ och ε sätts konstanta lika med de värden som gäller för amplitudmaximum. Av figuren kan man dra slutsatsen att det inom ramen för våra försök är mycket svårt att bestämma hur μ och ε varierar med frekvensen.

Amplitudresponsskurvor på djupt vat-
ten, dels med μ och ε som funktio-
ner av frekvensen, dels med μ och ε
konstanta lika med de värden som gäl-
ler för amplitudmaximum.

Figur 3.3



4. MODELLER OCH FÖRSÖKSANORDNINGAR

4.1 Beskrivning av provade kroppar

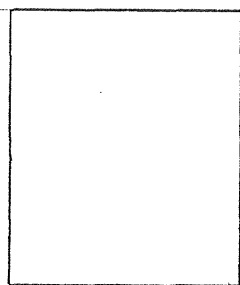
En av avsikterna med försöken var att undersöka skaleffekterna. Samtliga försök gjordes därför i två olika skalor både med avseende på modell och ränna.

Följande modeller provades:

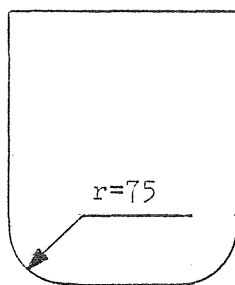
(alla mått i mm om inget annat anges)

Cirkulärt tvärsnitt

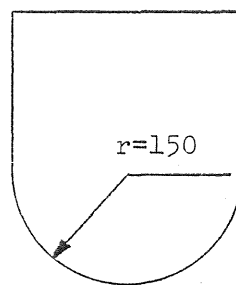
Diameter 300 mm



Modellnummer I



II



III

Depl.vikten 5,50, 8,50 och 11,50 kg provades för dessa bojar. Detta ger djupgåenden enligt tabell nedan.

Modell- nummer	Vikt (kg)		
	5.50	8.50	11.50
I	78	120	163
II	96	138	181
III	157	199	242

Modellerna I, II och III provades i ränna med bredden = 1.82 m. Förhållandet mellan rännbredd och bojdiameter blir 6.067. För försök i ränna med bredden 1.00 m byggdes tre modeller, geometriskt likformiga med I, II resp. III, och med samma rännbredd/bojdiameterförhållande. Dessa

tre mindre bojar har djupgåenden enligt tabell nedan.
Cirkulärt tvärsnitt. Diameter 165 mm.

Modell- nummer	Vikt (kg) 1,46
IV	67
V	77
VI	111

Modellerna är uppbyggda av Bonocell och svarvade till önskad form. De är strukna med topcoat två gånger och målade med högblank färg så att tillfredsställande ytfinish erhållits.

De olika depl.vikterna åstadkoms genom att placera vikter uppe på modellerna.

4.2 Beskrivning av försöksanordningar

Ränna i Skeppshydromekaniklaboratorium (SH-ränna)

Rännan har dimensionerna 27 x 1,8 x 1,0 meter (LxBxD) och är utrustad med vågmaskin av typ "Salters anka", se figur 4.3 och 4.4.

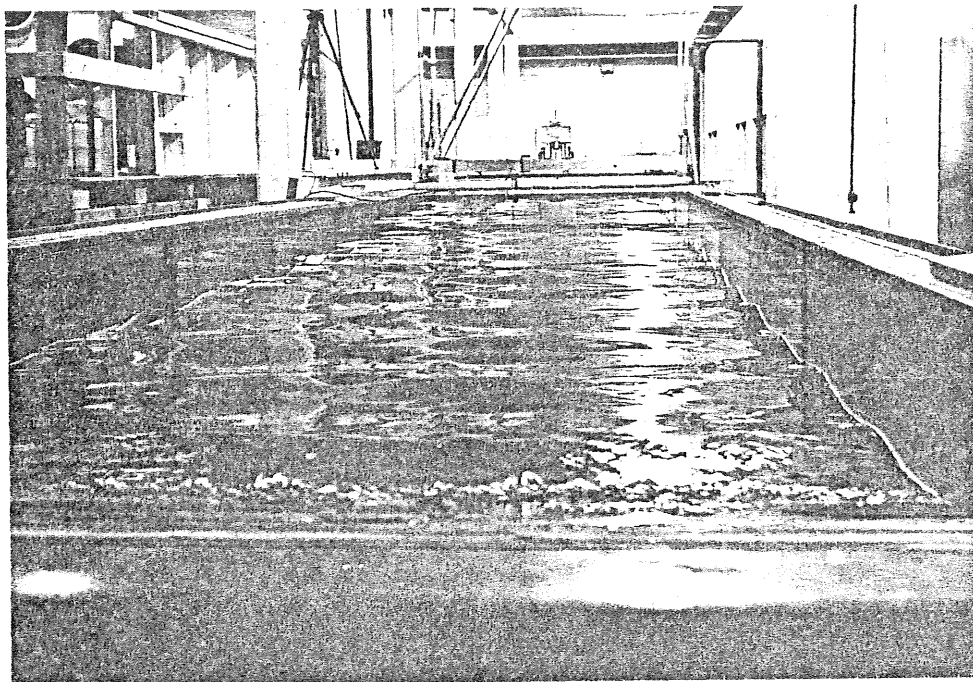


Fig. 4.3. SH-ränna sedd från strandänden

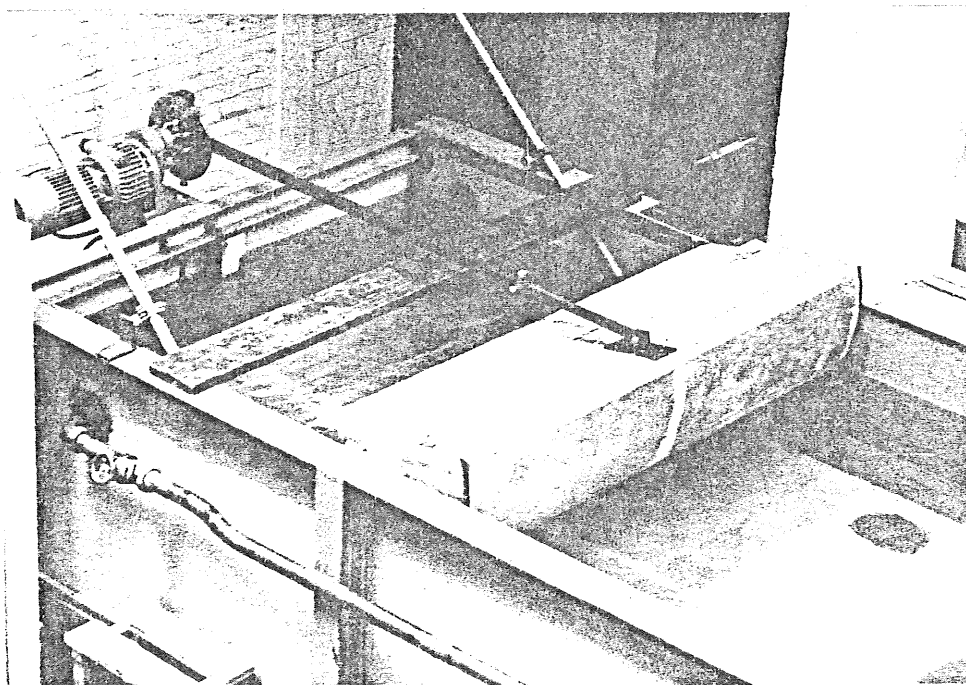
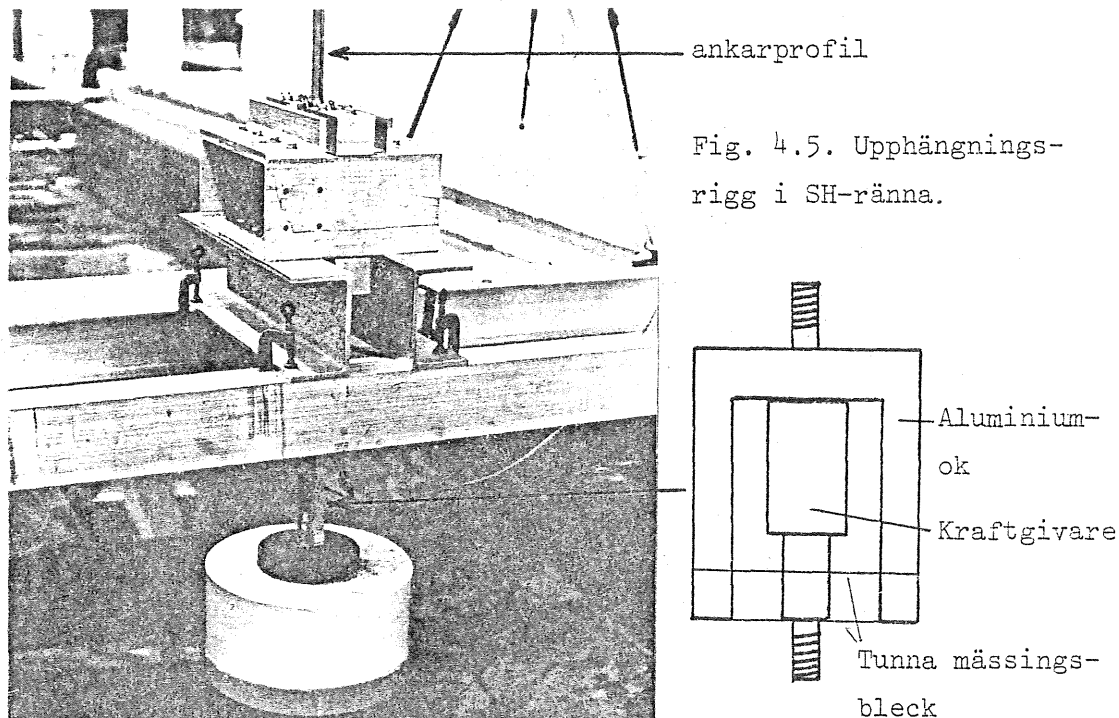


Fig. 4.4. Vågmaskin i SH-ränna

Bojmodellerna skulle provas i en frihetsgrad, hävning, dvs rörelse i vertikalled. En upphängningsrigg enligt fig 4.5 byggdes och installerades med hjälp av två balkar tvärs rännan. Eftersom försök med dämpning av bojens rörelser skulle göras senare byggdes upphängningsriggen upp kring den linjära el-motor som skulle fungera som dämpare (broms). Den profil som utgör den linjära motorns ankare fästes via en kraftgivare till modellen, se figur 4.5.



För att undvika inverkan av horisontella krafter monterades kraftgivaren i ett ok med två tunna bleck vinkelrätt mot kraftmätarriktningen. Kraftgivaren matades och balanserades mha en växelströmsbrygga (5 kHz) se figur 4.6.

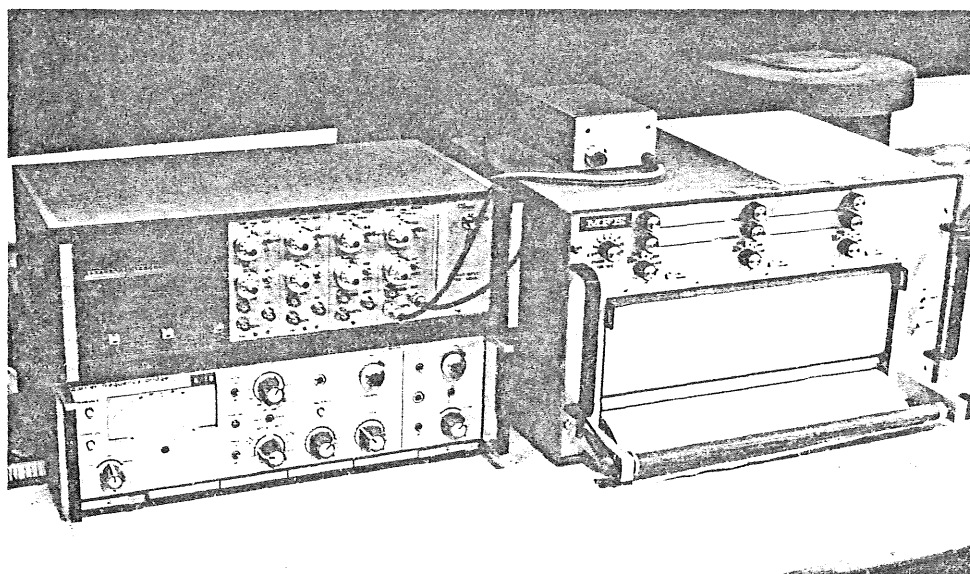


Fig. 4.6. Från vänster vågmatarenhet (överst), kraftmätarenhet, trekanalskrivare, konstantspänningsaggregat för lägesgivare.

Modellens rörelser registrerades mha en tråd från bojen över en trissa på en potentiometer. Tråden hölls sträckt med en vikt i den fria änden, se figur 4.7. Potentiometern, som hade låg friktion, $9 \cdot 10^{-3} \text{ Nm}$, matades från ett konstantspänningsaggregat. Potentiometerns linjäritet var mycket god.

Vågorna mättes i en punkt framför modellen med en vågprob av konduktanstyp. Proben matades med växelspanning med hög frekvens (1 kHz) från en enhet i vilken mätsignalen balanserades och förstärktes, se figur 4.6 och 4.8.

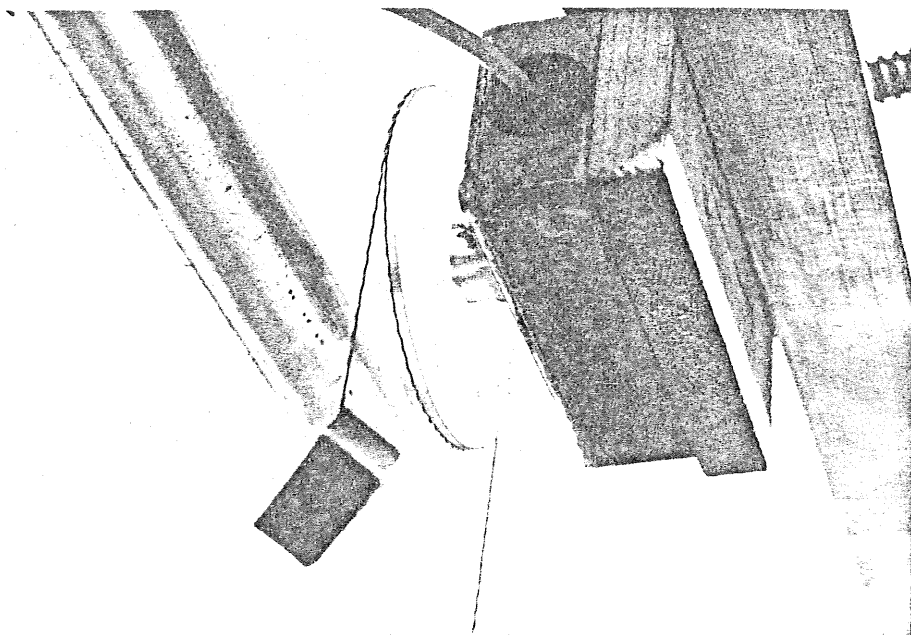


Fig. 4.7. Potentiometertrissa med tråd från modellbojen.

Mätsignalerna (vågor, rörelse hos modellen och kraft) registrerades på en trekanalskrivare, se figur 4.6.

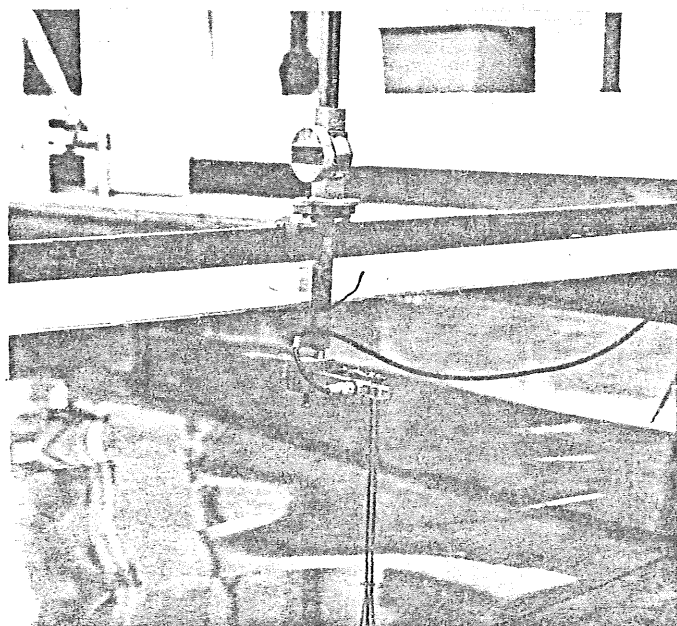


Fig. 4.8. Vågmätare

4.3 Ränna i Vattenbyggnadslaboratorium

Dimensionen (L x B x D) = 31 x 1,0 x 1,0 m. Rännan är utrustad med vågmaskin av flap-typ, se figur 4.9.

Då de modeller som provades i denna ränna inte skulle provas med dämpning och då krafterna på modellerna var mycket mindre, här jämfört med de större modellerna, byggdes en upphängningsrigg med mycket låg friktion, se figur 4.10.

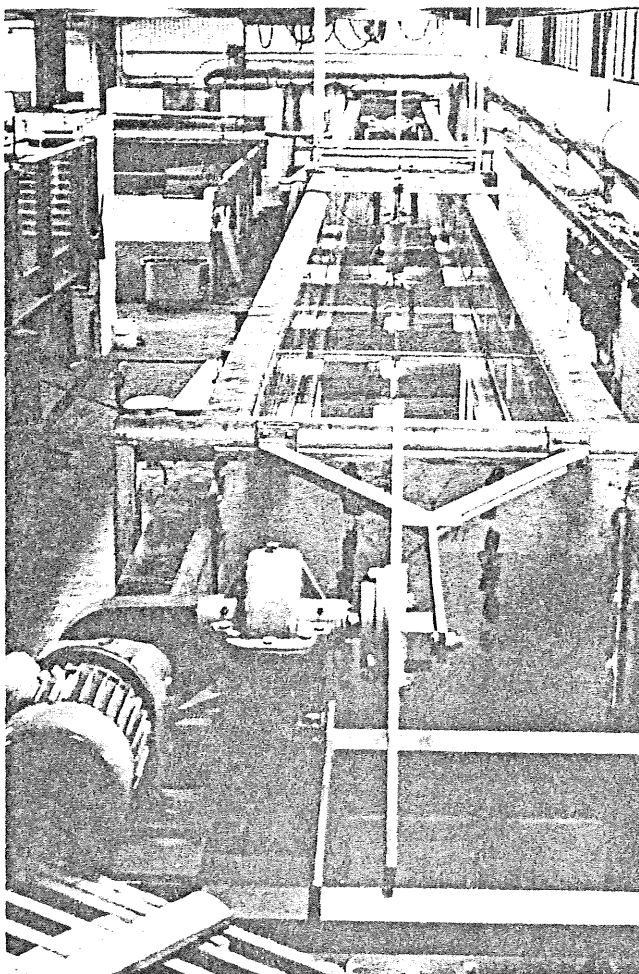


Fig. 4.9. Ränna i VB-laboratorium
med vågmaskin i förbrunden

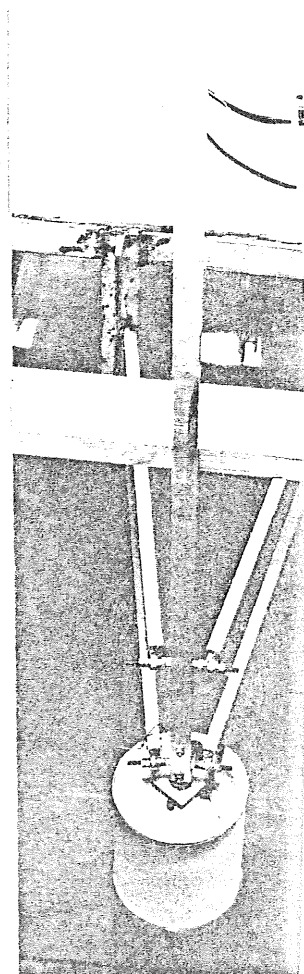


Fig. 4.10. Upphållsrigg
i rännan

I övrigt användes samma mätutrustning som i SH-laboratoriet

4.4 Bassäng i Vattenbyggnadslaboratorium

För att möjliggöra försök utan inverkan av rännväggar byggdes en bassäng med $(L \times B \times D) = 18.3 \times 9.3 \times 0.8$ meter. I mitten av bassängen placerades en ställning på vilken en upphängningsrigg sattes, se figur 4.11 och 4.12. En landgång på stöttor leder ut till ställningen.

Bassängen har utrustats med vågmaskin för oregelbundna vågor.

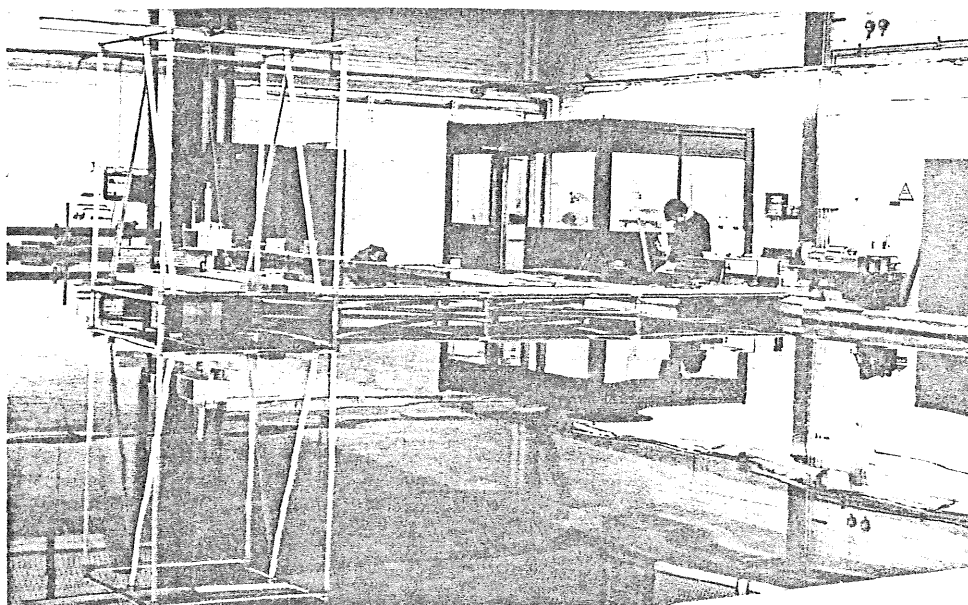
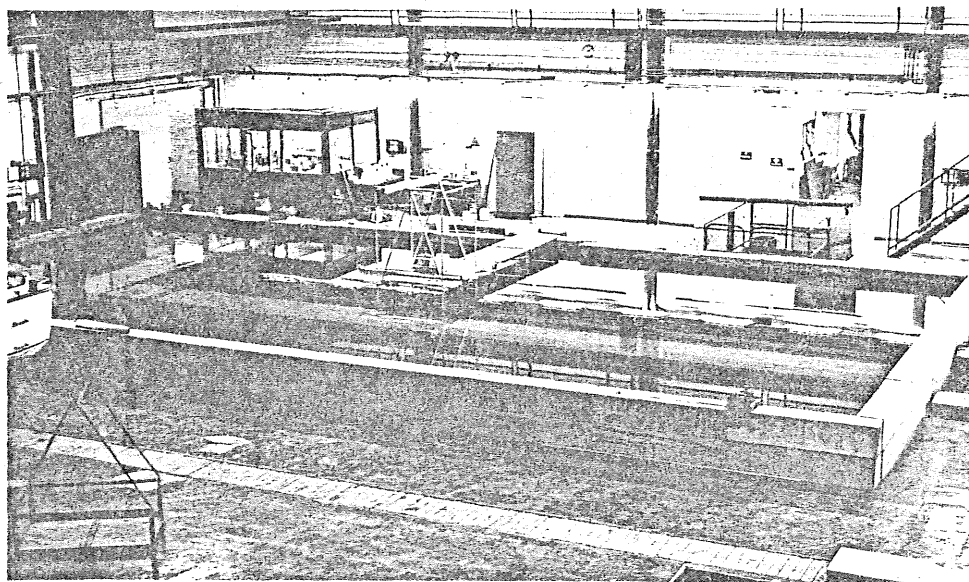


Fig. 4.11 och 4.12. Bassäng med mätplattform i VB-laboratorium.

5. FÖRSÖKSMETODIK

5.1 Egensvängningsförsök

För att kunna uppskatta storleken av masskoefficienten

$\mu = \frac{a}{m}$ och dämpkoefficienten $\varepsilon = \frac{b}{m\omega}$ gjordes egensvängningsförsök för de olika modellerna (se kapitel 3.3 (teori)).

Modellerna lyftes då en bestämd sträcka och släpptes där-
efter momentant varvid egensvängningsrörelsen registrera-
des på skrivaren (se figur 5.1). Därefter gjordes motsva-
rande försök med modellerna nedtryckta en lika lång sträcka.

Förfarandet upprepades för de olika viktsalternativen
och för de olika bojtyperna.

5.2 Försök i regelbundna vågor

Excentricitet (amplitud) och varvtal (frekvens) ställdes
in på vågmaskinen. Samtidigt som vågmaskinen startades
slogs pappersmatningen till på skrivaren. De första 10-
-20 svängningarna registrerades med hög pappershastighet,
10 mm/s, varefter denna sänktes till 1 mm/s. Totalt re-
gistrerades 100-200 svängningar för varje försök. Se fi-
gur 5.2.

Under försökets gång observerades och antecknades anmärk-
ningsvärda företeelser såsom vågrörelser i sidled i rän-
nan, utsläckning av vågor på vissa ställen bakom modellen,
reflexer m.m. Se bilaga 1 som är exempel på blankettset
för varje försöksomgång. Kalibreringar gjordes åtminstone
två gånger för varje försöksomgång.

6. UTVÄRDERINGSMETODIK

6.1 Egensvängningsförsök

Det på skrivarpappret registrerade egensvängningsförloppet har ett principiellt utseende enligt figur 3.2.

Från skrivarpappret mättes sedan, med beteckningar enligt samma figur, den ursprungliga släpphöjden z_0 och de tre efterföljande svängningsutslagen z_1 , z_2 och z_3 , liksom perioderna T_1 och T_2 .

Dämpkonstanten k_i har sedan beräknats enligt ekv (3.10) som

$$k_i = 1/T_i \ln (z_{i-1}/z_{i+1})$$

där för index $i = 1$ har använts T_1 , z_0 och z_2

och för index $i = 2$ har använts T_2 , z_1 och z_3

Den medsvängande vattenmassan a_i (added mass) och den hydrodynamiska dämpningen b_i har därefter erhållits enl. formlerna: (3.12) (3.13)

$$a_i = \frac{c}{(2\pi/T_i)^2 + k_i^2} - m$$

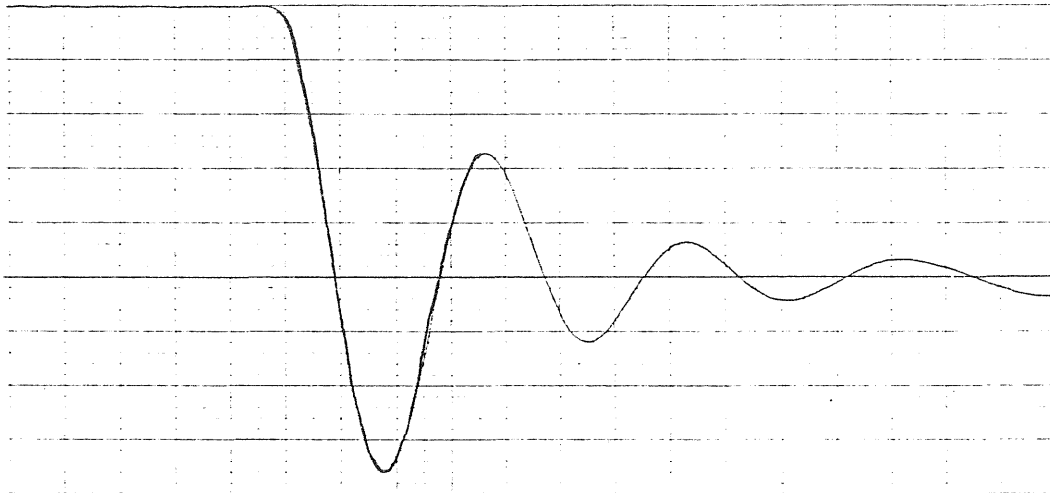
$$b_i = 2 k_i (a_i + m)$$

Slutligen har de dimensionslösa talen $\mu_i = a_i/m$ eller masskoefficienten och $\varepsilon_i = b_i T_i/m2\pi$ eller dimensionslösa dämpkoefficienten beräknats.

780302-1

PRINTED IN U.S.A.

MFE COR

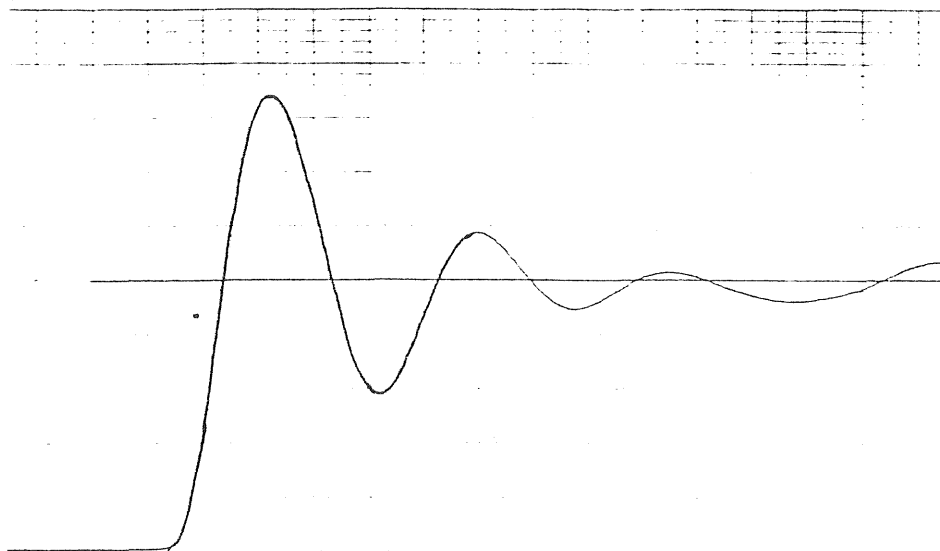


PRINTED IN U.S.A.

MFE COR

780302-4

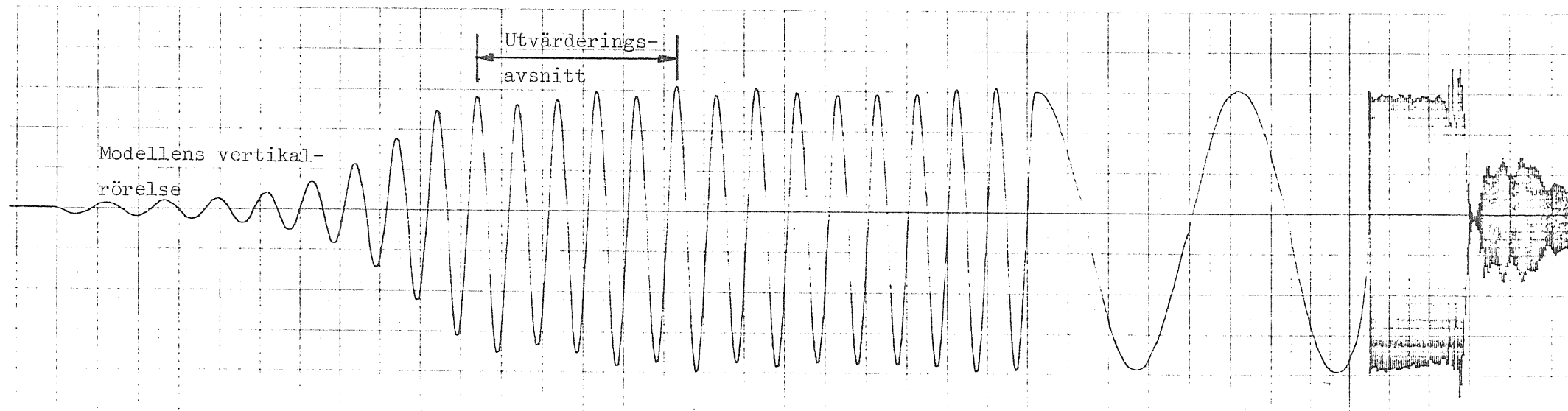
PRINTED IN U.S.A.



PRINTED IN U.S.A.

Fig. 5.1. Exempel på registreringar från egensvängningsförsök.
Den övre figuren för modellen släppt från ett upp-
lyft läge, den undre för modellen släppt från ett
nedtryckt läge.

780403-20

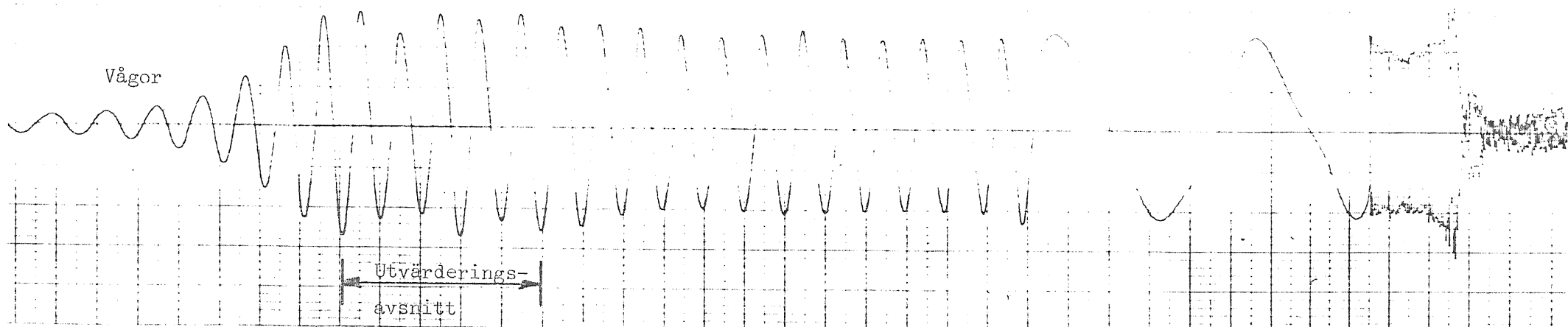


SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.

PRINTED IN U.S.A.

MFE CORPORATION

SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.



SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.

PRINTED IN U.S.A.

MFE CORPORATION

SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.

Fig. 5.2. Exempel på registrering från försök i regelbundna vågor.

6.2 Försök i vågor

Se figur 5.2. Våghöjden (dubbelamplituden) bestämdes på följande sätt. Den första topp eller dal, som följdes av en mindre topp eller dal, valdes som första svängning av fem över vilket medelvåghöjden beräknades.

Bojens vertikala rörelseamplitud bestämdes på samma sätt. Dock inträffade att amplituden ökade under många svängningar, se fig 6.1, speciellt vid de högre frekvenserna. Första svängning valdes då efter ungefär lika många svängningar som för vågorna enligt ovan.

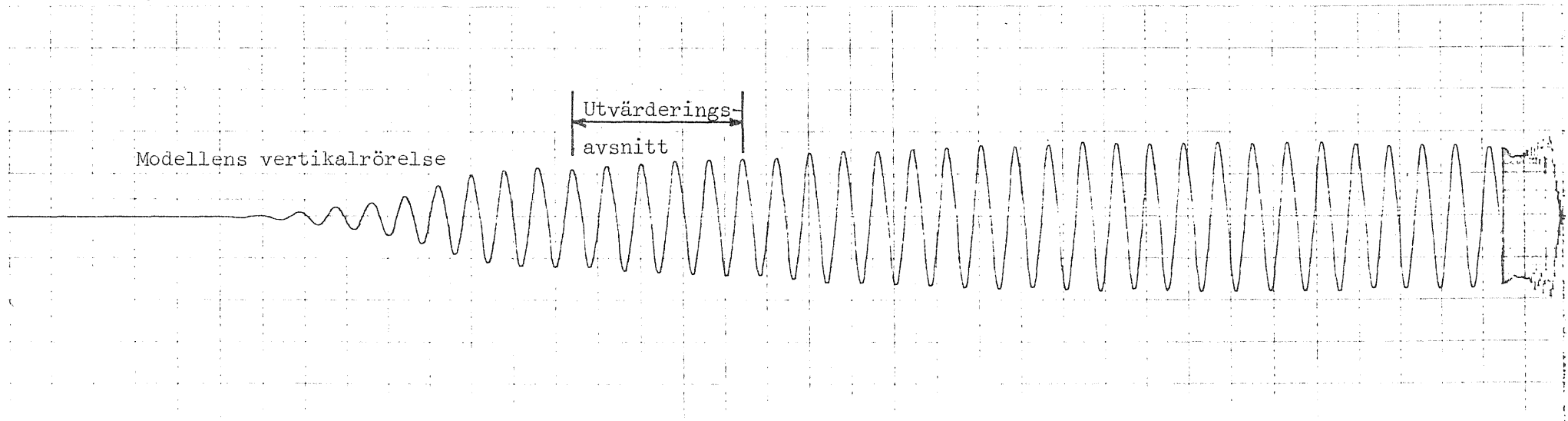
Anledningen till att hänsyn endast togs till de första svängningarna vid utvärderingen, var att göra inverkan av reflexer så liten som möjlig. Frekvensen mättes över 10 våglängder på pappersregistreringen. Den inbyggda timern i skrivaren gav pappershastigheten.

Vid beräkning av våglängden togs hänsyn till det aktuella vattendjupet i rännan.

Behandling av primärvärdena enligt bilaga 2.

För den lilla bojen ϕ 165 mm skalades resultatet upp till ϕ 300 mm med Froudes lag, se kapitel 3.1.

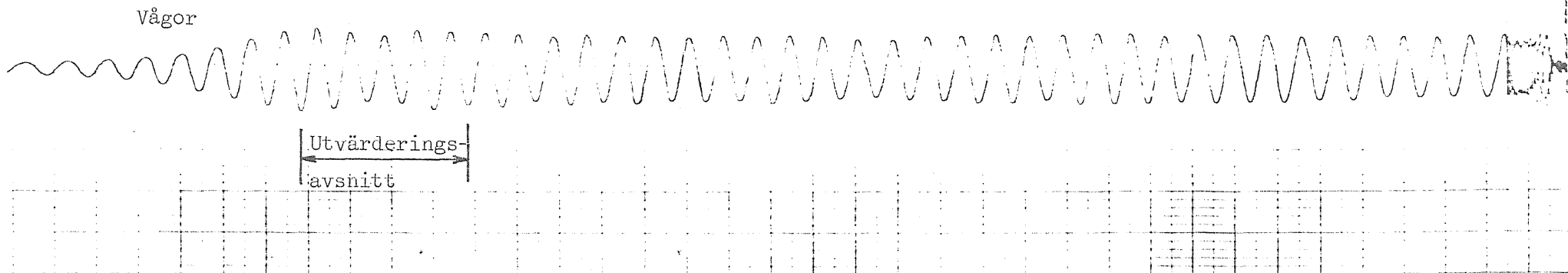
780323-08



PRINTED IN U.S.A.

MFE CORPORATION

SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.



PRINTED IN U.S.A.

MFE CORPORATION

SALEM, NEW HAMPSHIRE, U.S.A.

Fig. 6.1. Exempel på registrering från försök där modellens rörelseamplitud ökar under lång tid.

7. UTFÖRDA FÖRSÖK

7.1 Egensvängningsförsök

Depl. vikt kg Boj	5.50	8.50	11.50
ø 300 I II III ø 165 IV V VI	rb rb rb	rb rb rb r r r	rb rb rb

r = försök i ränna
b = försök i bassäng

7.2 Försök i regelbundna vågor

Depl. vikt kg Boj	5.50	8.50	11.50
ø 300 I II III ø 165 IV V VI	rb rb rb	rb rb rb r r r	rb rb rb

8. FÖRSÖKSRESULTAT

8.1 Egensvängningsförsök

Vid egensvängningsförsöken lösgjordes modellbojarna från bestämda höjder över eller under jämviktsläget: ± 50 mm, ± 30 mm och ± 20 mm. För den mindre bojen även ± 15 och ± 10 mm. Försöken utfördes dels i ränna dels i bassängen varför minst 12 försöksvärden föreligger för varje kombination av bojmodell och vikt. Medelvärde $\bar{x}$ och standardavvikelse s för enligt 6.1 beräknade mass- och dämpkoefficienterna är redovisade i tabellen på sidan 25.

Resultaten från egensvängningsförsöken är redovisade dels i tabell på nästa sida och dels i diagram. Följande kvalitativa slutsatser kan dras: Masskoefficienten $\mu = a/\rho V$ avtar med ökande displacement V hos en boj med konstant vattenlinjearea. Likaså avtar μ för ökande "strömlinjeformighet" hos kroppen. Masskoefficienten för den mindre bojmodellen $\phi 165$ mm är genomgående mindre än för motsvarande boj $\phi 300$ mm.

Resultaten för den dimensionslösa dämpkoefficienten $\epsilon = b/\rho V\omega$ visar att också ϵ avtar med ökande displacement för en boj med konstant vattenlinjearea. Bojen av typ I har högre dämpningskoefficient än de två andra typerna. Skillnaden mellan dessa två är dock obetydlig. Dämpningen hos den något avrundade bojen (II) verkar till och med vara något mindre än motsvarande för den sfäriska bojen (III). Detta visar sig också i försöken med de regelbundna vågorna. Dämpningskoefficienten för de olika skalorna är lika inom försöksvärdenas standardavvikelse.

Svängningens linjäritet hade tänkts påvisas genom att bojen släpptes från olika höjd över jämviktsläget. Det visade sig att den andra svängningen i ett försök i medeltal visade lägre värden på μ och ϵ än den första svängningen. Något samband mellan μ eller ϵ och höjden från vilka bojarna lösgjordes kunde inte upptäckas eftersom spridningen i försöksresultaten är större än eventuella olinjäriteter i differentialekvationen.

μ	skarp boj		rundad boj		sfärisk boj		
	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	
	1,1173	0,1241	0,7795	0,1098	0,6486	0,1173	Stor boj ϕ 300
	0,7338	0,0615	0,5430	0,0323	0,4205	0,0365	Vikt 5,5 kg
	0,5925	0,0299	0,4175	0,0267	0,3640	0,0209	Vikt 8,5 kg
	0,5479	0,0623	0,3367	0,0187	0,2633	0,0178	Vikt 11,5 kg
							Liten boj ϕ 165
							Vikt 1,56 kg

ϵ	skarp boj		rundad boj		sfärisk boj		
	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	
	0,6717	0,1157	0,5135	0,1282	0,5386	0,1295	Stor boj ϕ 300
	0,3449	0,0660	0,2569	0,0292	0,2655	0,0378	Vikt 5,5 kg
	0,2457	0,0430	0,1870	0,0266	0,1995	0,0369	Vikt 8,5 kg
	0,3843	0,0670	0,2606	0,0560	0,2683	0,0417	Vikt 11,5 kg
							Liten boj ϕ 165
							Vikt 1,56 kg

ω	skarp boj		rundad boj		sfärisk boj		
	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	$\bar{x}$	s	
	7,6256	0,2765	8,4083	0,1187	8,7733	0,3012	Stor boj ϕ 300
	6,8105	0,1597	7,2392	0,1006	7,6208	0,0574	Vikt 5,5 kg
	6,1285	0,0629	6,5133	0,0654	6,6525	0,0563	Vikt 8,5 kg
	9,3207	0,1899	10,0342	0,0691	10,3158	0,0722	Vikt 11,5 kg
							Liten boj ϕ 165
							Vikt 1,56 kg

$\bar{x}$ = aritmetiskt medelvärde
s = standardavvikelse

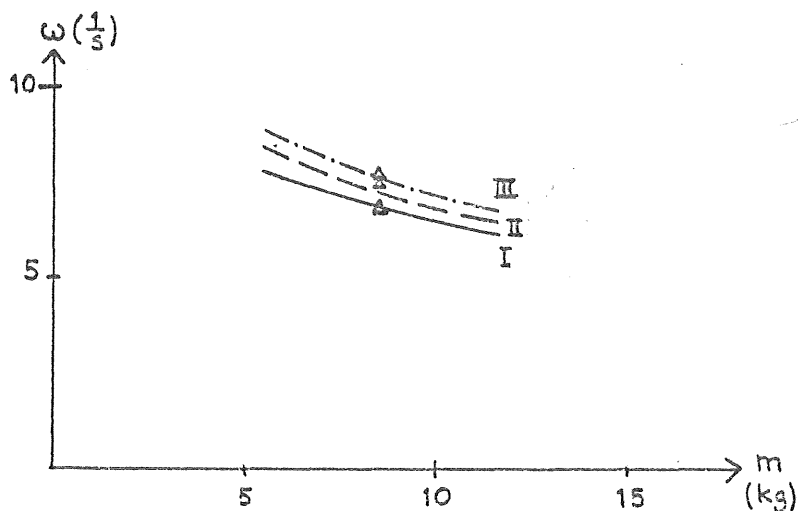
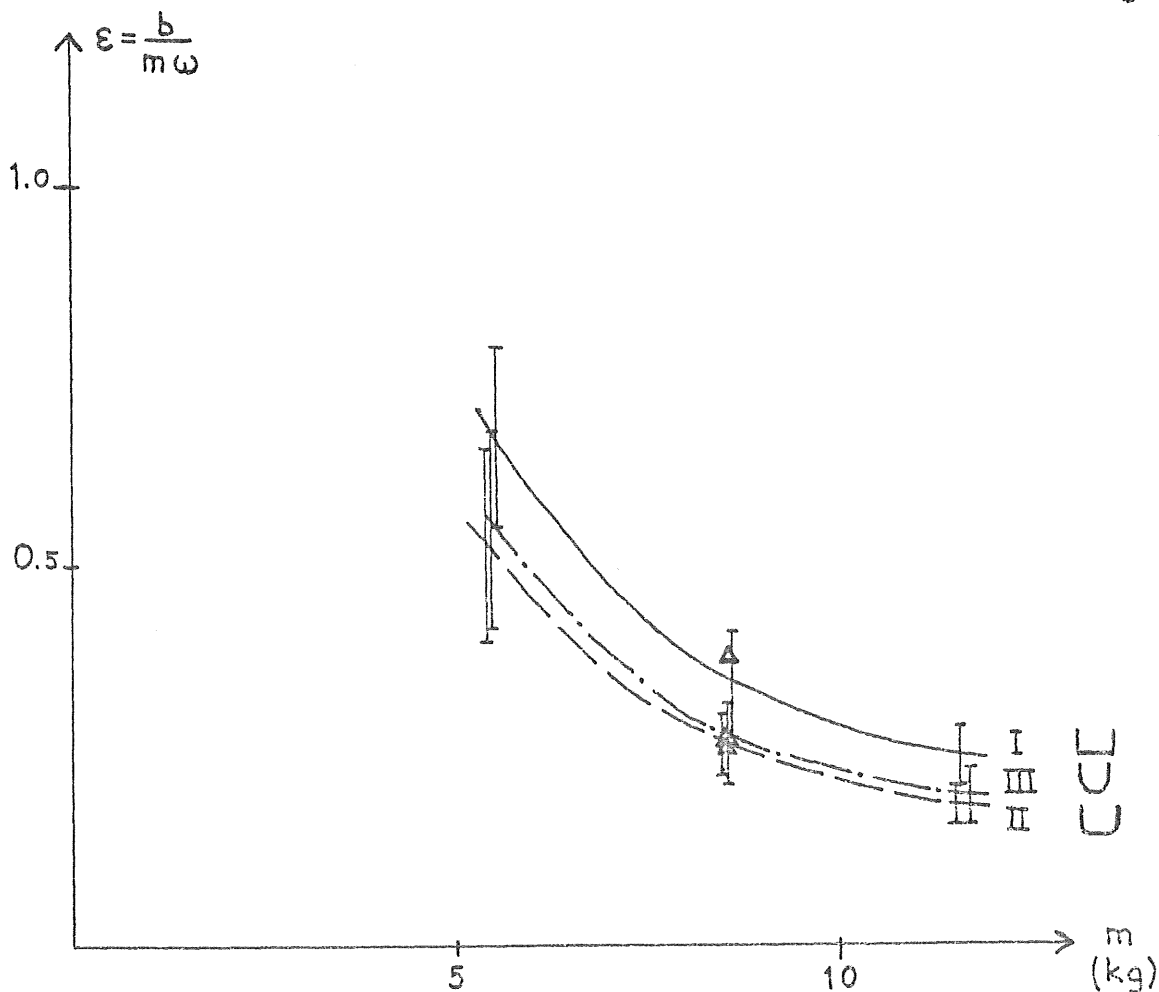
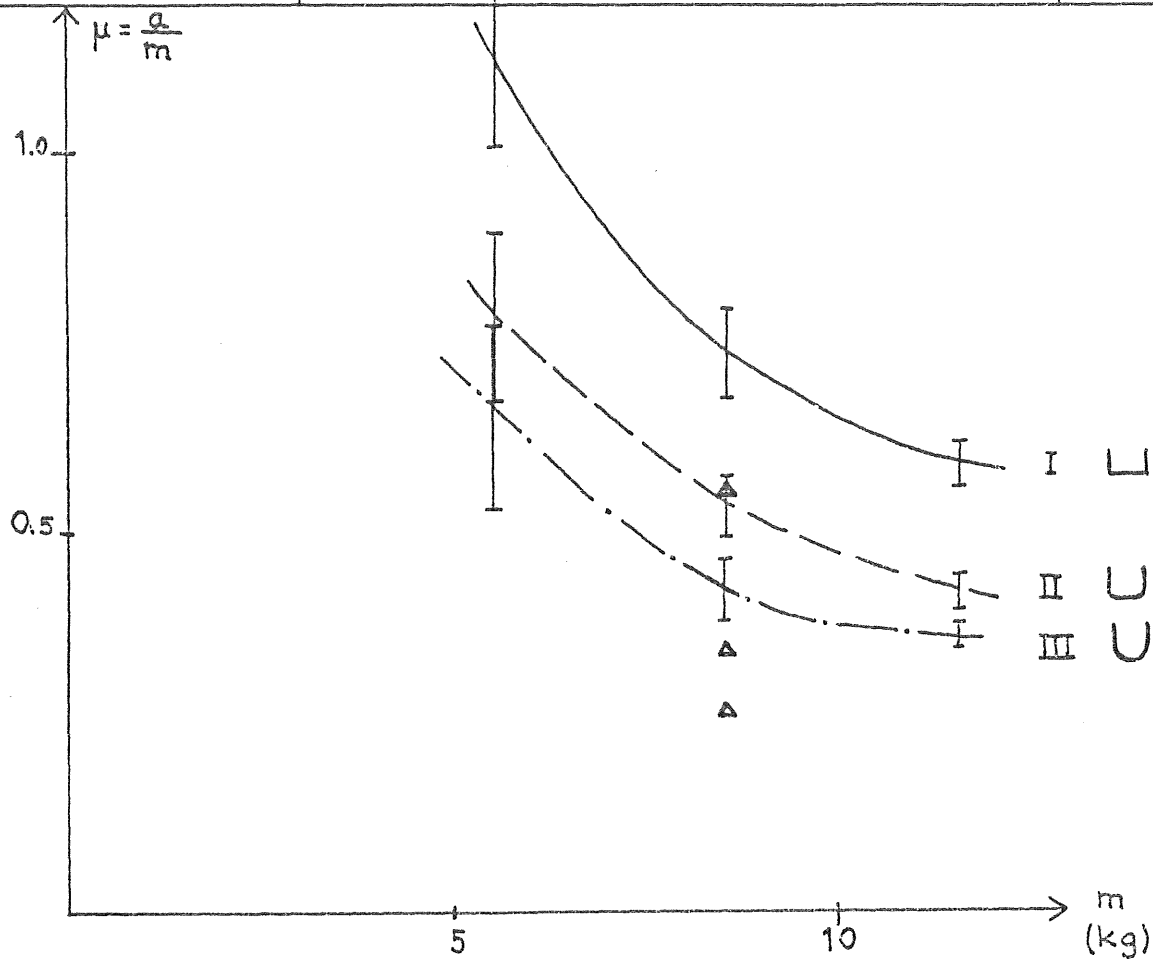


Fig. 8.1 Egensvängningsförsök. Cirkelfrekensen ω som funktion av massan hos bojor ϕ 300 av typ I, II, III resp uppskalad boj ϕ 165 (Δ).

Egensvängningsförsök. Masskoefficienten μ och dämpkoefficienten ε som funktion av massan hos bojar ϕ 300 av typ I, II, III resp uppskalad boja ϕ 165 (Δ)

Figur 8.2



Den mätta vinkelfrekvensen ω kan också beräknas ur de mätta värdena på μ och ε . Enligt ekvation (3.8) är

den dämpade svängningens cirkelfrekvens $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - k_1^2}$.

Sätt $k_1 = b/(2(a + m)) = \varepsilon\omega/(2(\mu + 1))$

och $\omega_0^2 = c/m(\mu + 1)$. Då erhålles

$$\omega^2 = \frac{c/m}{\mu+1} \left(1 + \left[\frac{\varepsilon}{2(\mu + 1)} \right]^2 \right)^{-1}$$

För de mätta värdena på μ och ε ovan erhålles då följande vinkelfrekvens för bojarna.

I	II	III	
7.60	8.31	8.60	5.50 kg ϕ 300 mm
6.81	7.23	7.53	8.50 kg ϕ 300 mm
6.13	6.50	6.62	11.50 kg ϕ 300 mm
9.23	9.96	10.24	1.56 kg ϕ 165 mm

Den goda överensstämmelsen med de på sidan 25 redovisade försöksvärdena kan kanske ses som ett kvalitetsmått på mätningarna.

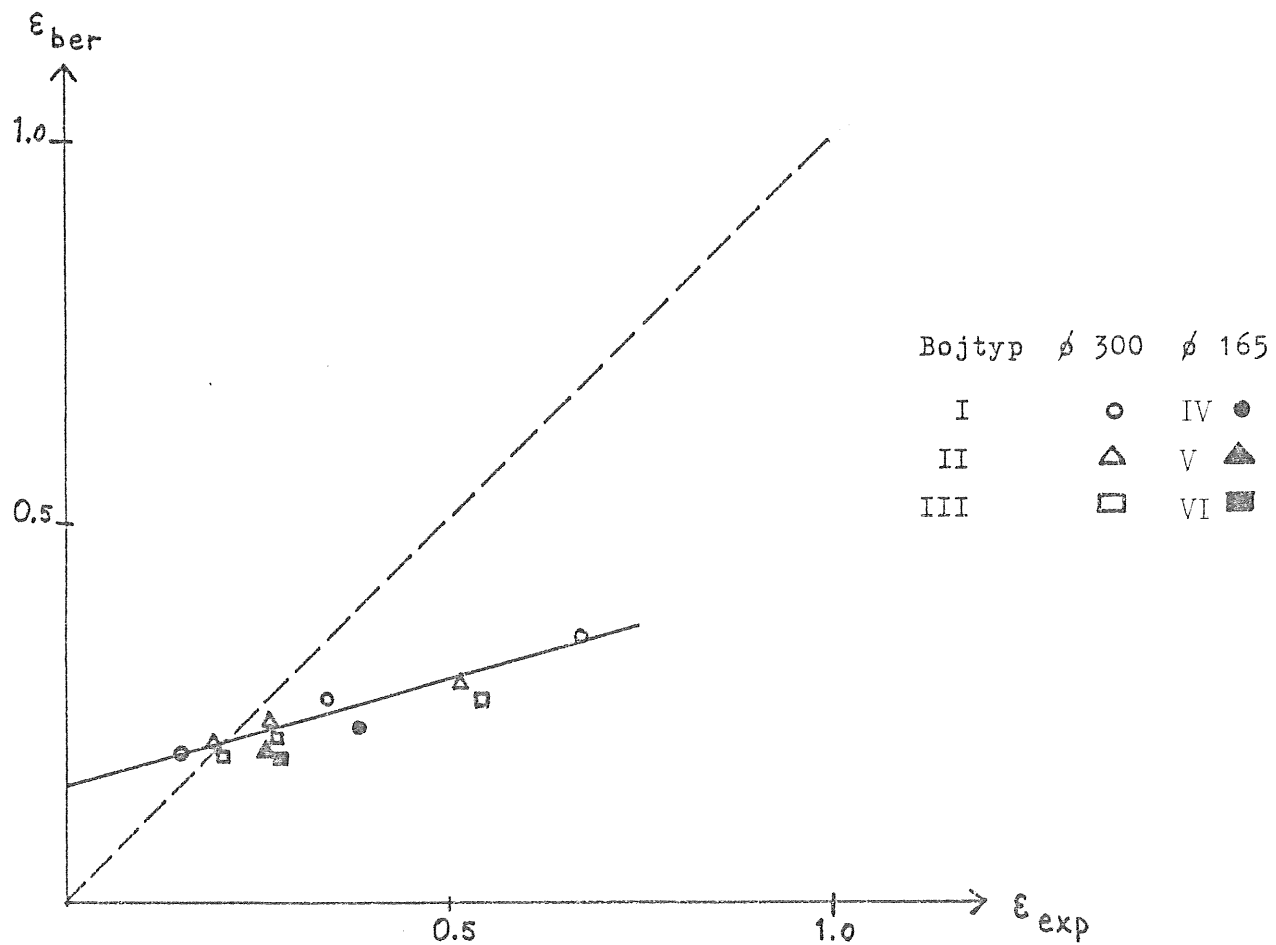
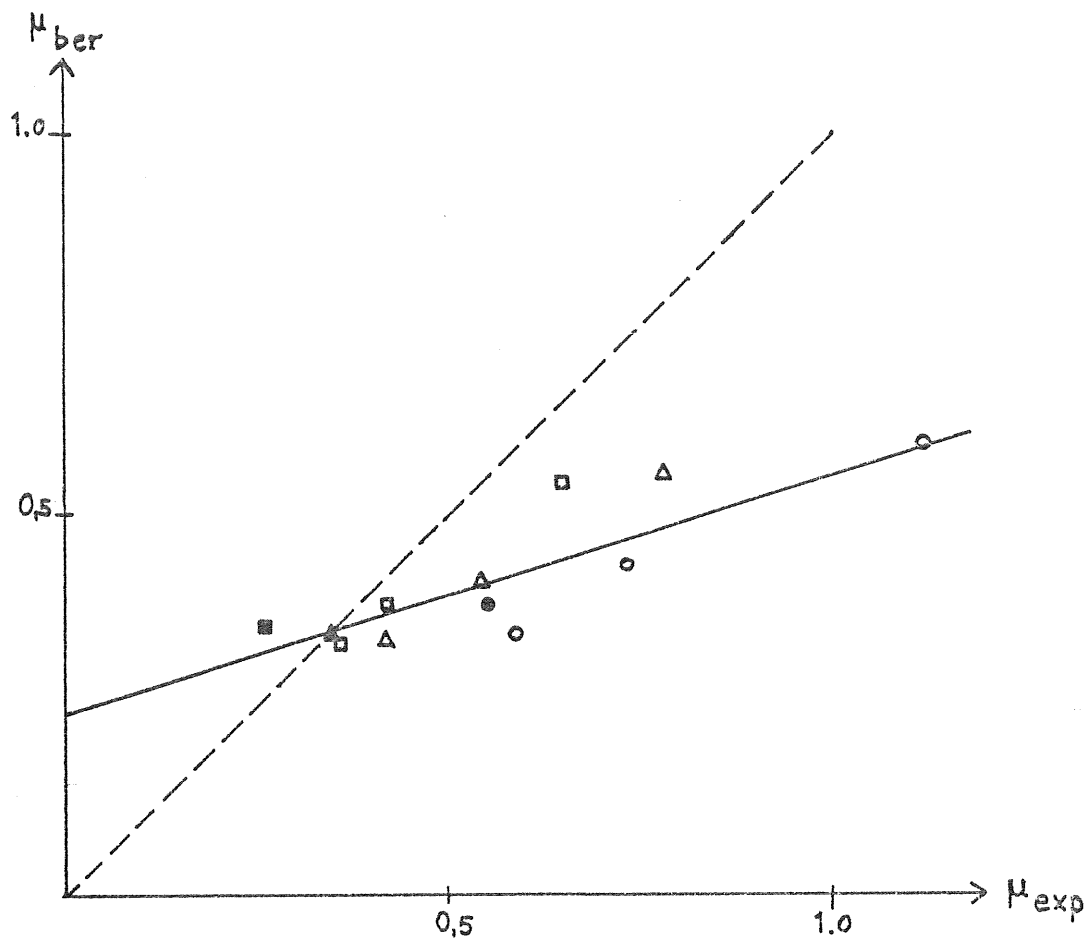
8.2 Jämförelse med teori

Några olika ansatser för att uppskatta den hydrodynamiska massan och dämpningen hos bojarna har gjorts.

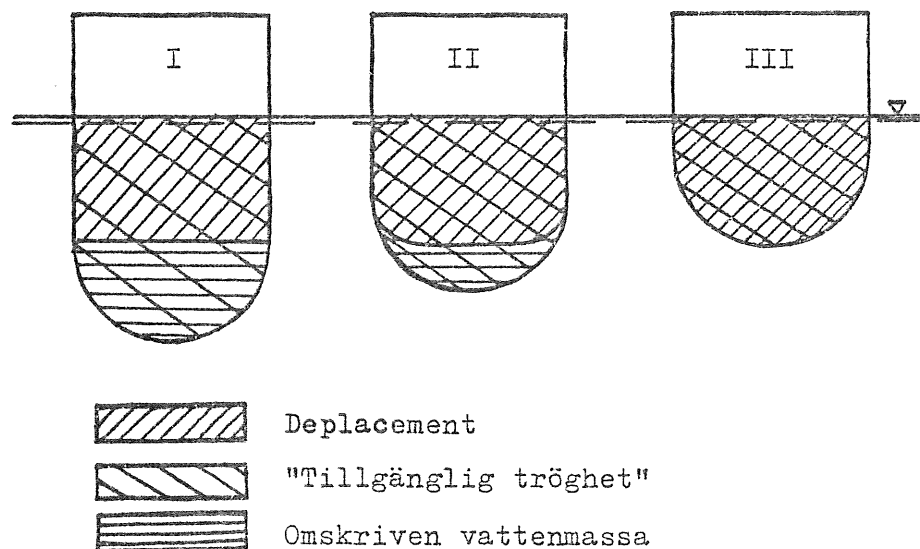
- Den hydrodynamiska massan, a , och dämpningen, b , har ansetts vara lika med de Havelock bestämt för en halvsfär med centrum i vattenytan. Se Bergdahl m.fl. (1978) Enligt denna ansats blir då koefficienterna μ och ε beroende av förhållandet mellan bojarnas diameter och våglängden hos vågorna, samt av bojarnas djupgående, men oberoende av bojarnas form. Den hydrodynamiska massan och dämpningen blir oberoende av bojarnas sjunkdjup vid konstant diameter. En jämförelse mellan denna ansats och erhållna försöksvärden ses i figur på nästa sida. Vågtalet har beräknats ur den uppmätta egenfrekvensen.

Egensvängningsförsök. Jämförelse mellan masskoefficientens μ och dämpkoefficientens ε värden erhållna dels experimentellt, dels beräknade enligt metod a).

Figur 8.3



- b) För att på något sätt få med inverkan av bojarnas form och displacement prövades en ansats där en "tillgänglig tröghet" beräknas bestå av displacementets massa samt massan av den vätska som finns innanför en halvsfär som tangerar den räta delen av cylindern. För typ I blir då den tillgängliga trögheten lika med massan hos displacementet plus en halvsfär, för typ III lika med massan hos displacementet och för typ II lika med massan hos displacementet plus en mindre del av den omskrivna halvsfären. Se figur 8.4.

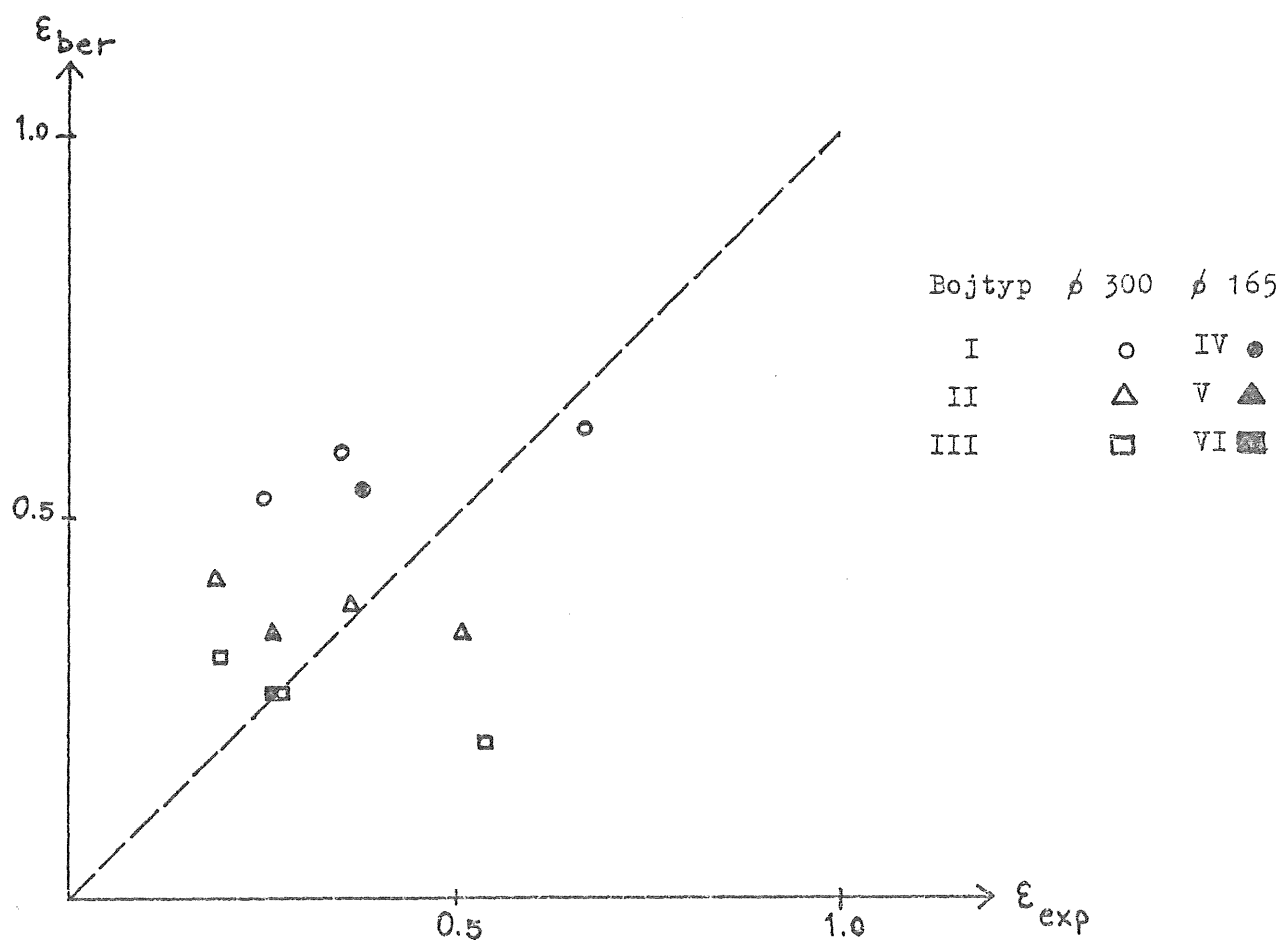
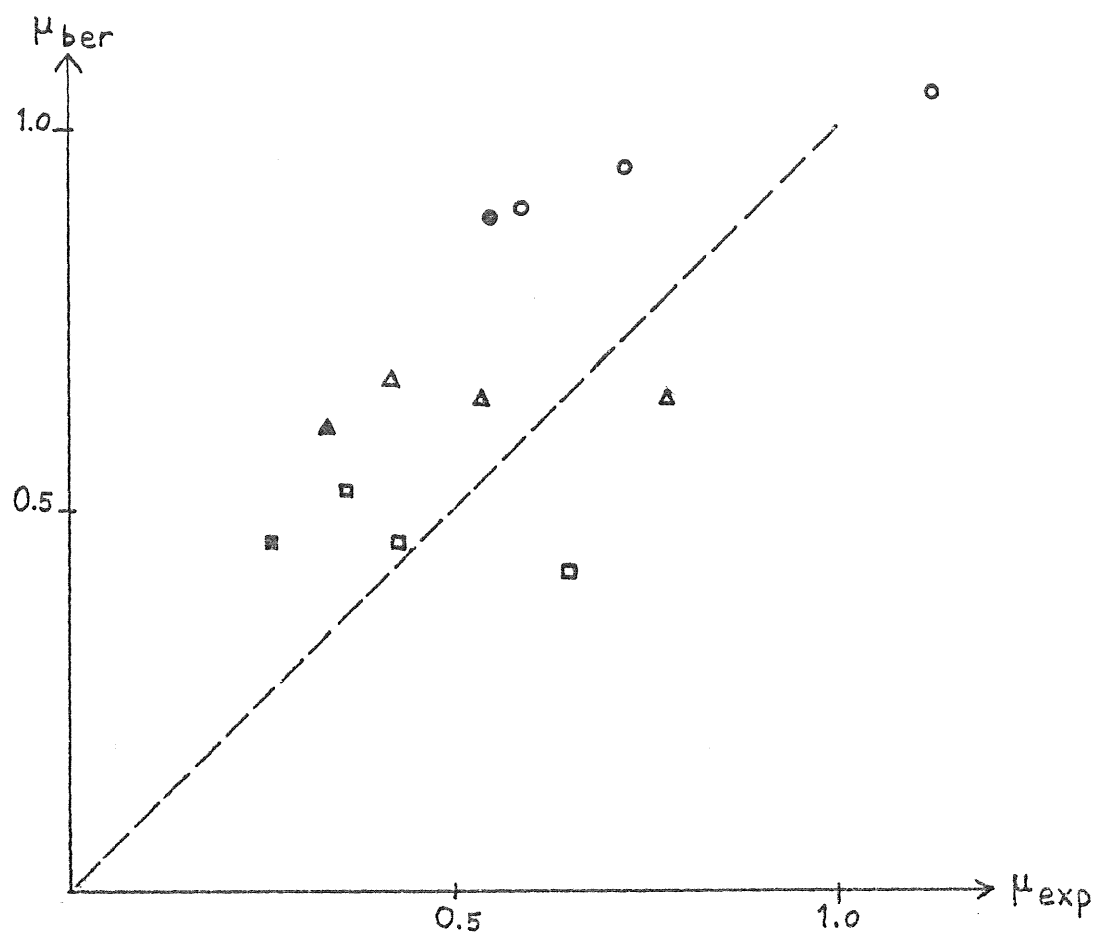


Figur 8.4 Illustration av ansatsen "tillgänglig tröghet"

Den hydrodynamiska massan och dämpningen har sedan beräknats som produkten av Havelocks koefficient för halvsfären och den tillgängliga trögheten, respektive trögheten och cirkelfrekvensen. En jämförelse mellan på detta sätt beräknade värden och de som erhållits ur experimenten ses i figuren 8.5 på nästa sida.

Egensvängningsförsök. Jämförelse mellan masskoefficientens μ och dämpkoefficientens ε värden erhållna dels experimentellt, dels beräknade enligt metod b).

Figur 8.5



- c) En tredje ansats var att låta den hydrodynamiska massan och dämpningen vara funktioner av den beskrivna omskrivna vattenmassan, m_b , enligt ansats b). En linjär regressionsanalys gav då samband för μ och ε enligt nedan.

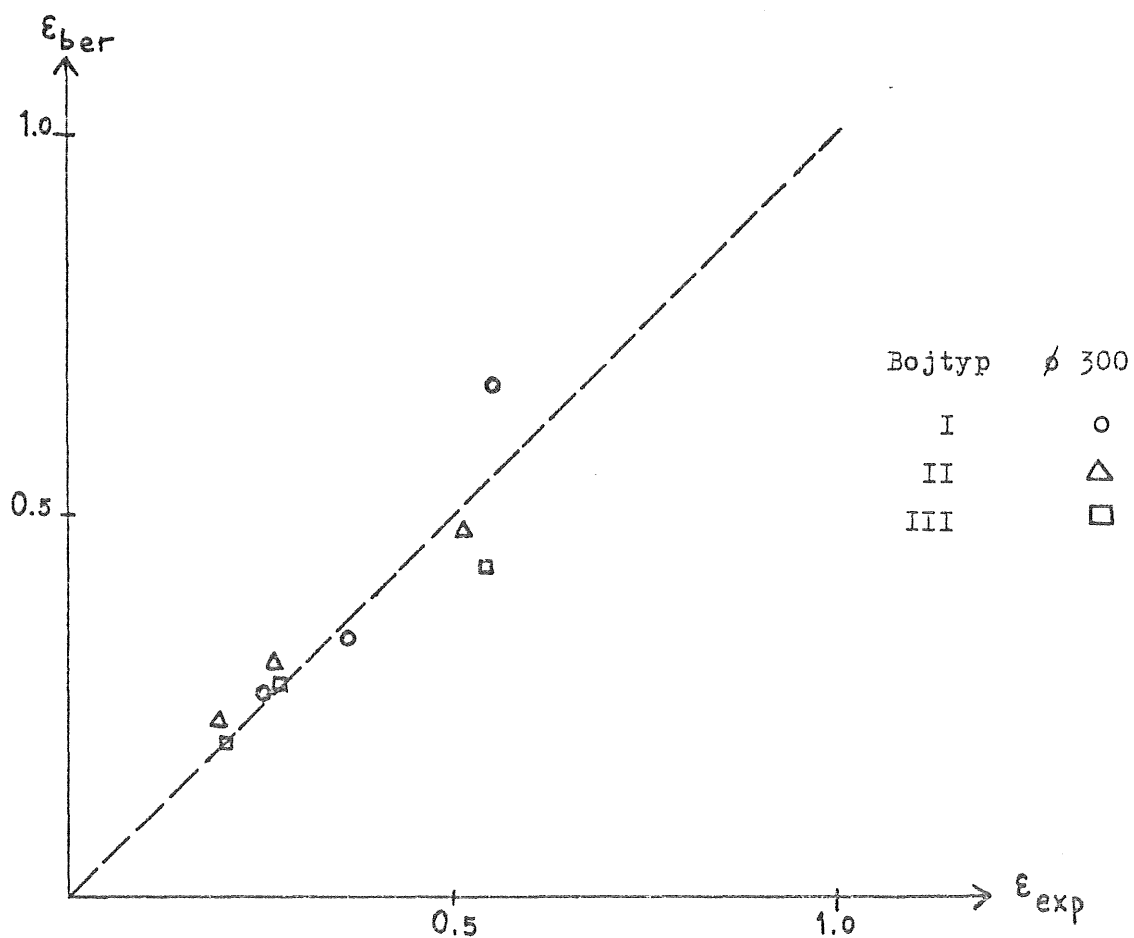
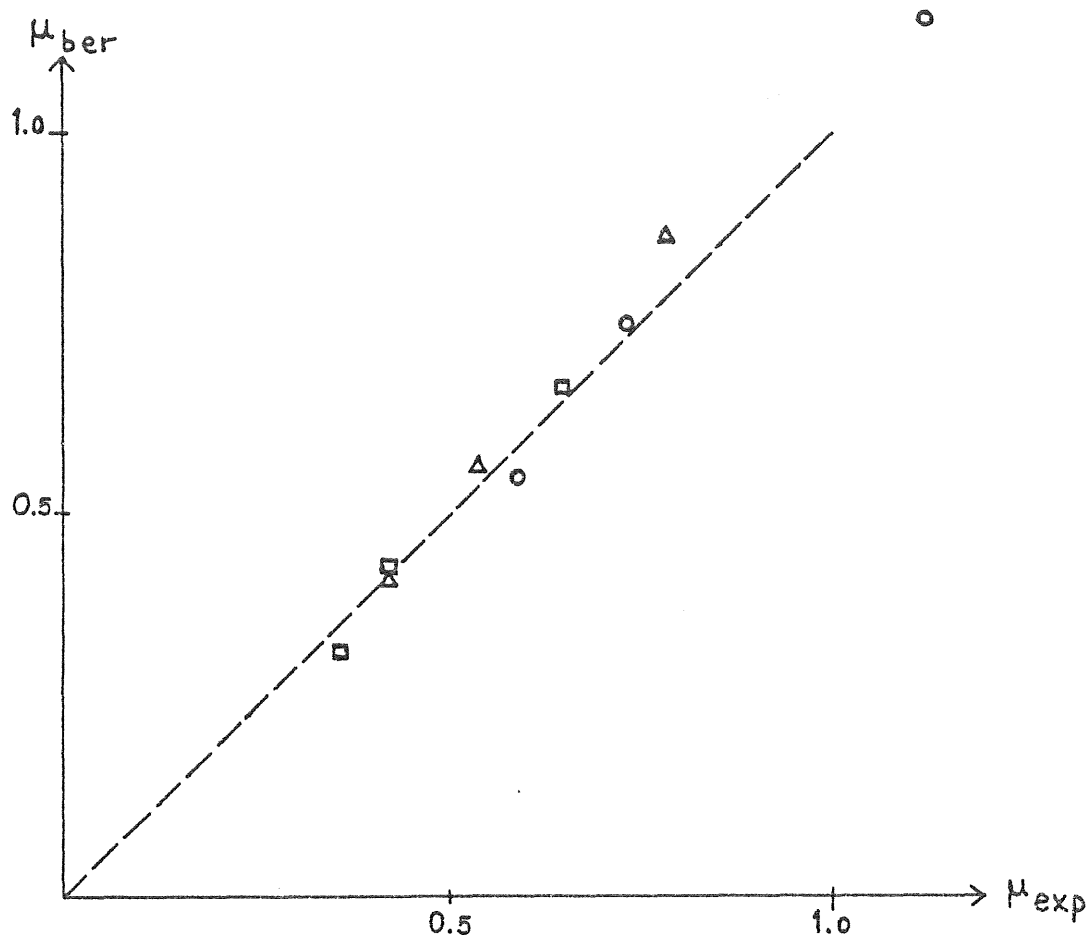
$$a = \mu m = 3.69 + 0.377 m_b$$

$$b = \varepsilon \omega m = (2.37 + 0.099 m_b) \omega$$

Korrelationskoefficienten 0.97 för μ och 0.59 för ε .
Se figur 8.6 på nästa sida.

Egensvängningsförsök. Jämförelse mellan masskoef-
ficientens μ och dämpkoefficientens ε värden er-
hållna dels experimentellt, dels beräknade enligt
metod c) som funktion av massan m funktionssamband
av typen $\mu = (c_1 + c_2 \cdot m_b)/m$ resp $\varepsilon = (c_1 + c_2 \cdot m_b)/m$

Figur 8.6



- d) Några rena kurvpassningar har också utförts för de erhållna punkterna (m, μ) och (m, ε) för varje bojtyp. Det bästa rimliga resultatet erhöles för funktionen $\mu = c_1 \cdot m^{c_2}$ med värden enligt tabell nedan.

Tabell över koefficienter i funktionen $\mu = c_1 \cdot m^{c_2}$ för försök med boj ϕ 300 mm

	I	II	III
c_1	4.89	3.33	2.49
c_2	-0.87	-0.85	-0.80
r	-0.9966	-0.9999	-0.9842

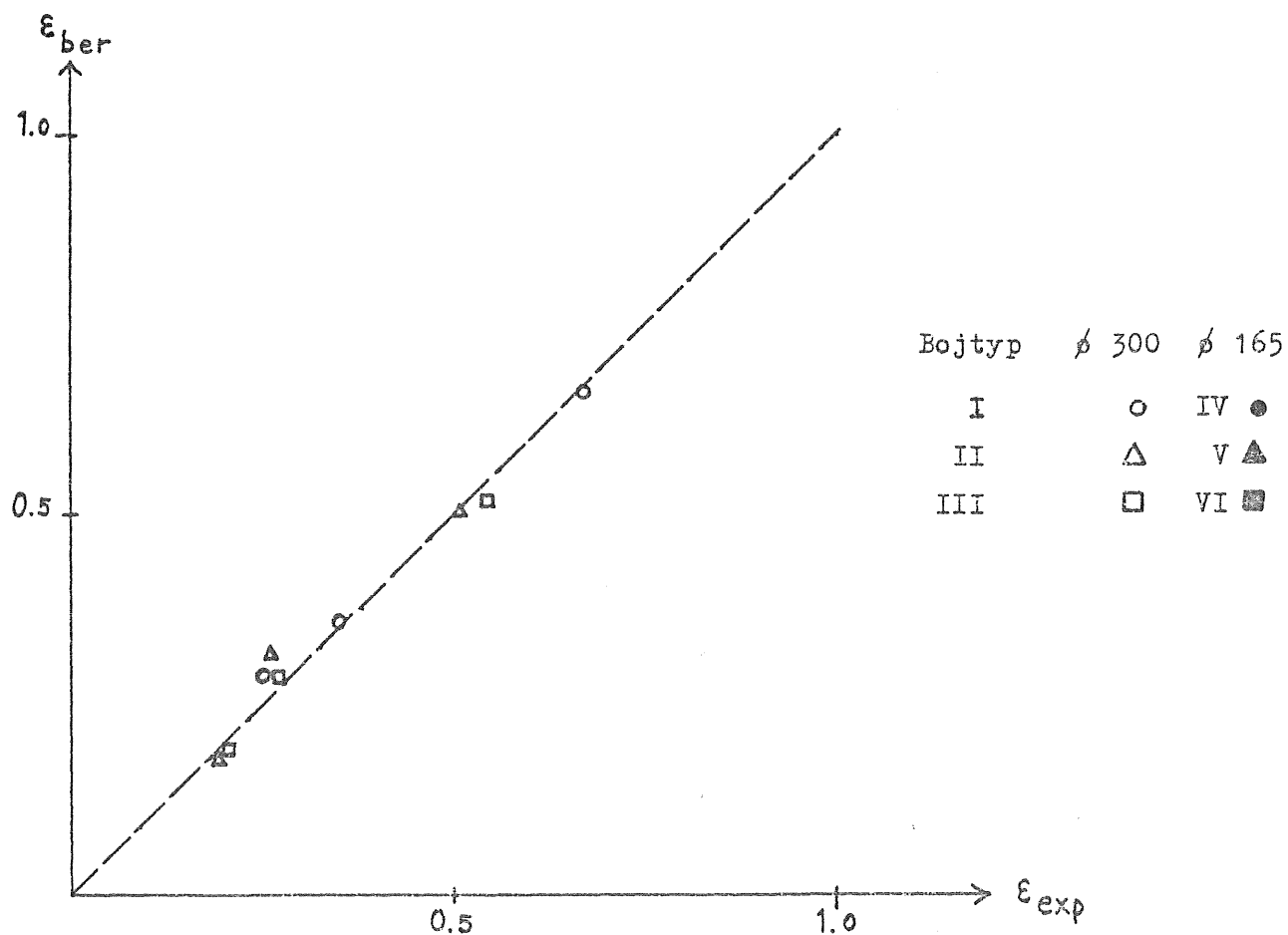
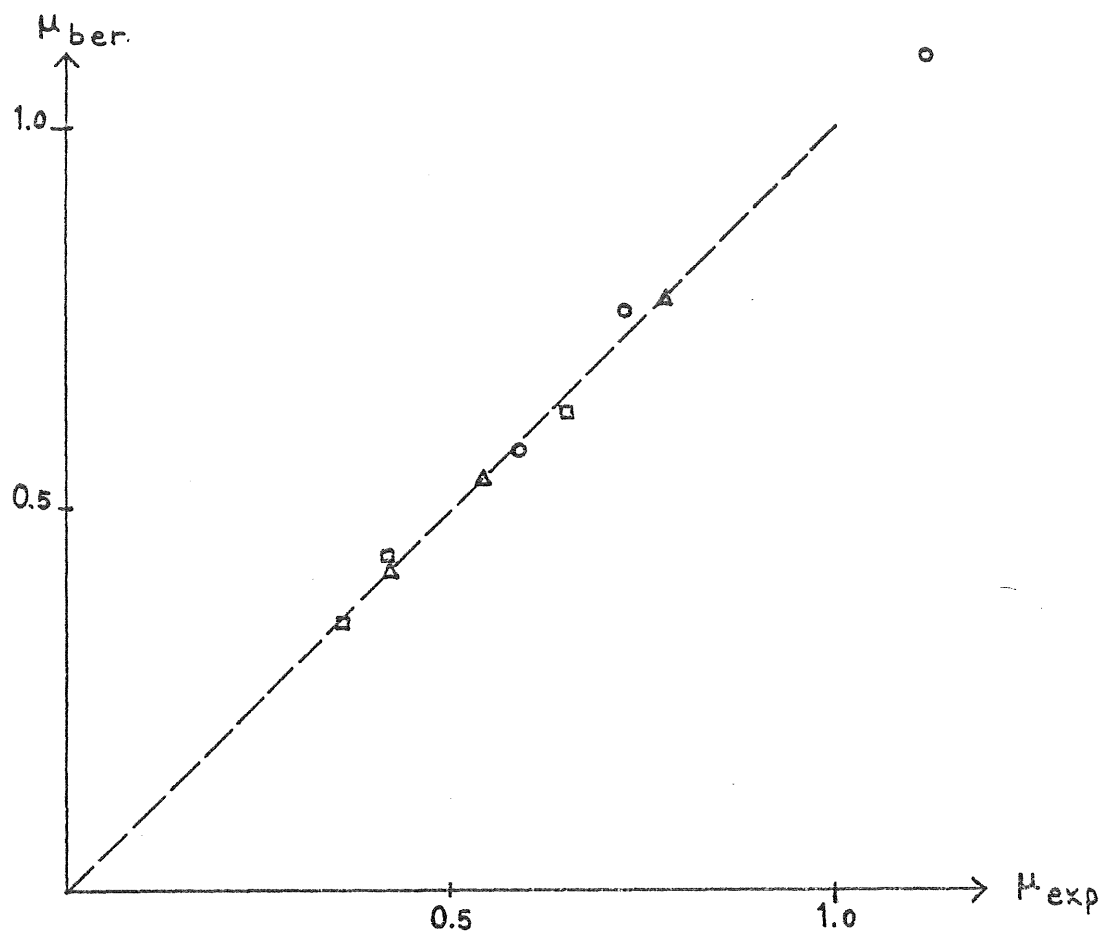
Tabell över koefficienter i funktionen $\varepsilon = c_3 \cdot m^{c_4}$ för försök med boj ϕ 300 mm

	I	II	III
c_3	6.98	5.39	5.44
c_4	-1.38	-1.39	-1.37
r	-0.9961	-0.9942	-0.99

Se figur 8.7 på nästa sida.

Egensvängningsförsök. Jämförelse mellan masskoef-
ficientens μ och dämpkoefficientens ε värden er-
hållna dels experimentellt, dels beräknade enligt
metod d) som funktion av massan enl samband av ty-
pen $\mu = c_1 \cdot m^{c_2}$ resp $\varepsilon = c_3 \cdot m^{c_4}$

Figur 8.7



En annan rimlig funktion som ger bra anpassning är $\mu = 1/(c_1 + c_2 m)$. Eftersom varje kurva endast har tre punkter kan man för varje bojtyp lägga in en parabel genom dessa punkter vilket skulle ge korrelationskoefficienten $r = 1.00$. En sådan funktion kan dock rimligtvis inte extrapoleras.

Försök att i stället för ϵ söka ett funktionssamband för $\epsilon\omega = b/m$ av samma typ som de andra misslyckades.

Det bästa av de här prövade sambanden tycks ges av ansats c, vilken har fördelen att gälla för alla tre bojtyperna och rimligtvis borde tåla måttlig extrapolation för större displacement.

8.3 Försöksresultat från försöken i regelbundna vågor

Försöken med bojar i regelbundna vågor är redovisade i olika diagramserier nedan, figur 8.8 - 8.19.

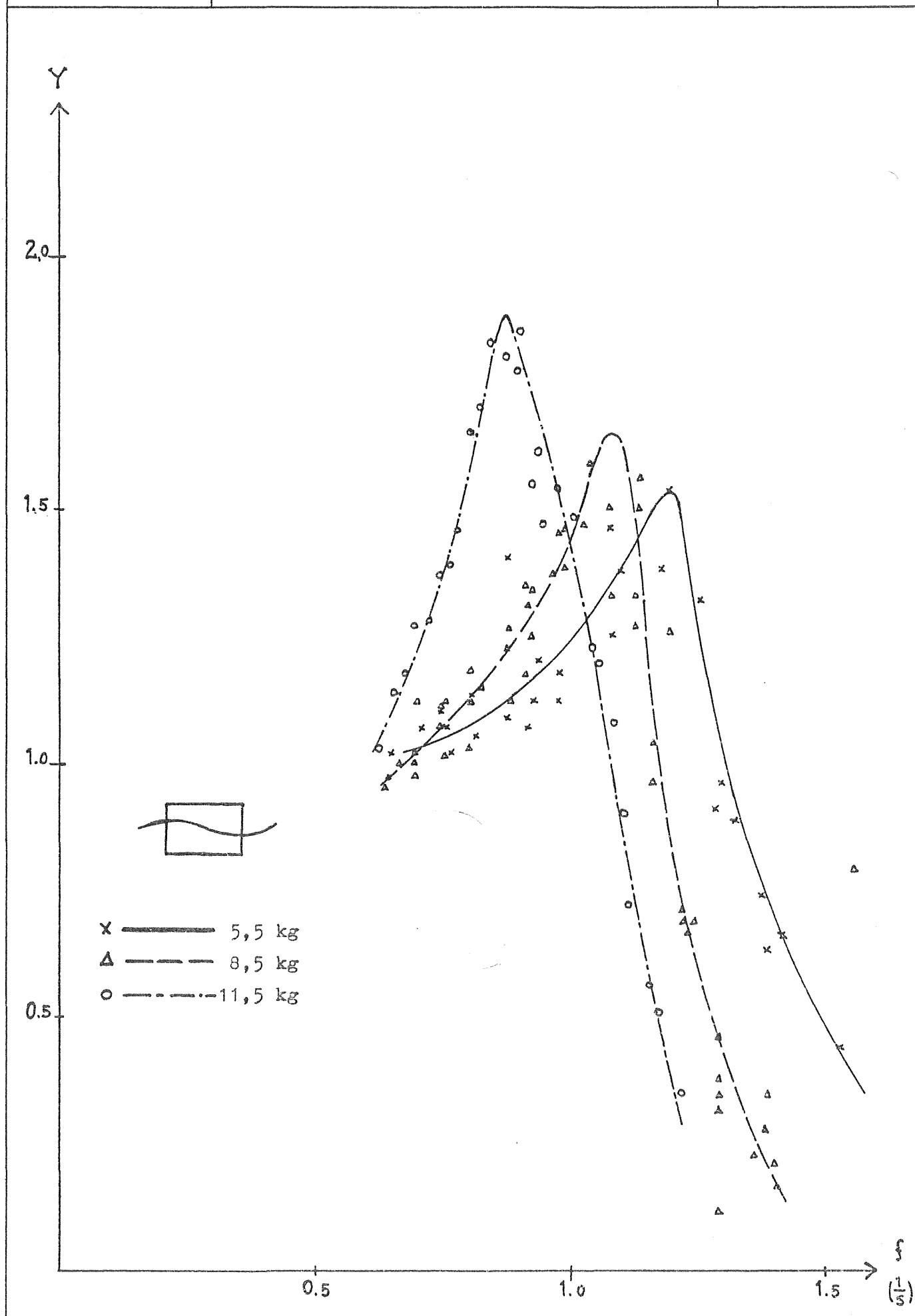
Den första serien är diagram med amplitudresponsskurvor för samma bojtyp, men med olika massa. Dessa diagram innehåller plottade försöksvärden.

Den andra serien, figur 8.11 - 8.13, utgör jämförelse mellan olika bojtyper med samma displacement men olika form.

Därefter följer en jämförelse mellan resultat från försöken och kurvor som beräknats enligt samband (3.19), där Smitheffekten beräknats med $\cosh k(h - D)/\cosh k \cdot h$, och där μ och ϵ är tagna från egensvängningsförsöken. Se figur 8.14 - 8.16.

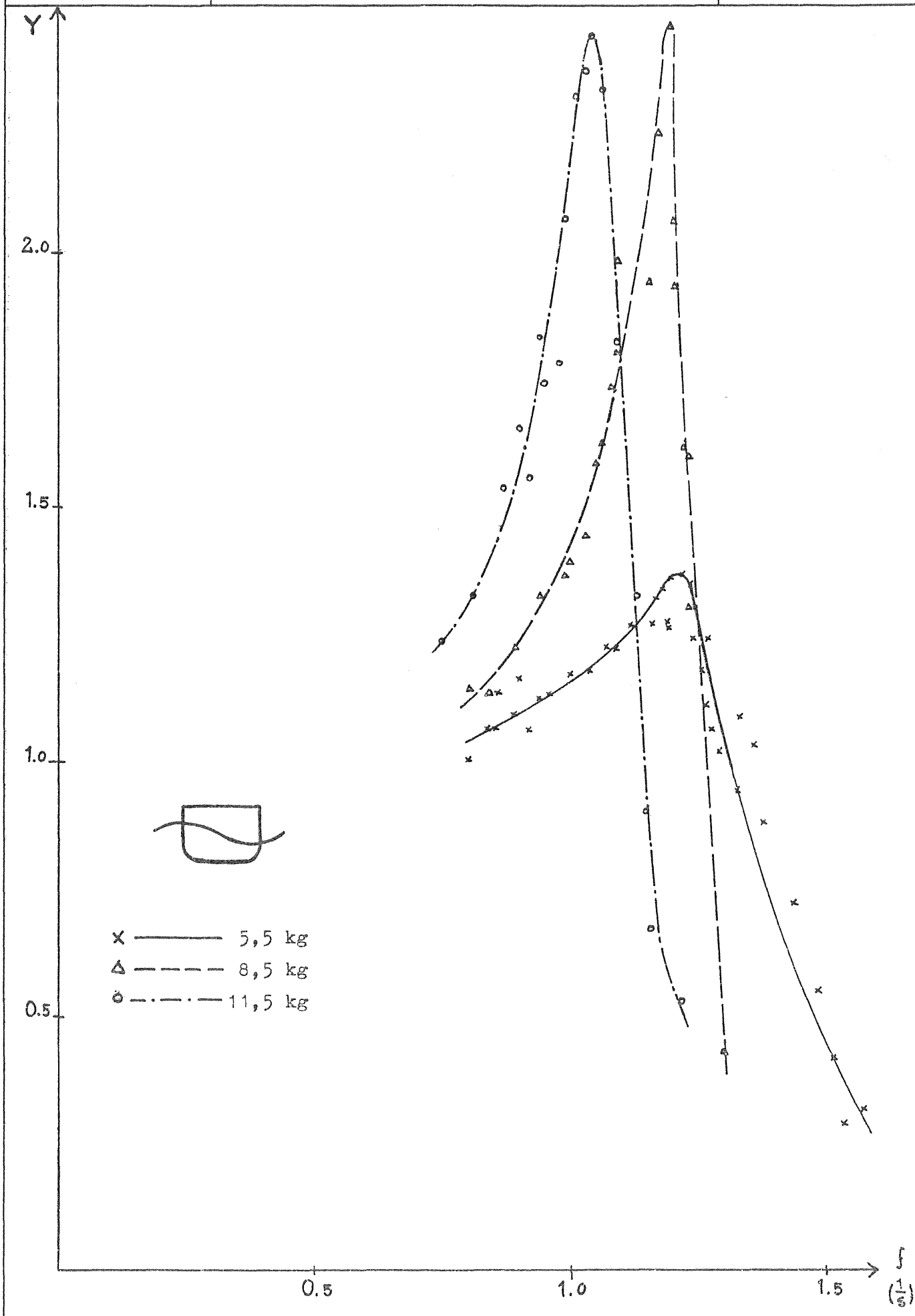
I figur 8.17 - 8.19 visas resultat från försök med modellerna IV - VI (ϕ 165 mm) samt beräknade kurvor enligt sambandet (3.19).

Amplitudresponsskurvor för boj
ø 300, typ I med olika massa.
Försöksvärdena plottade.

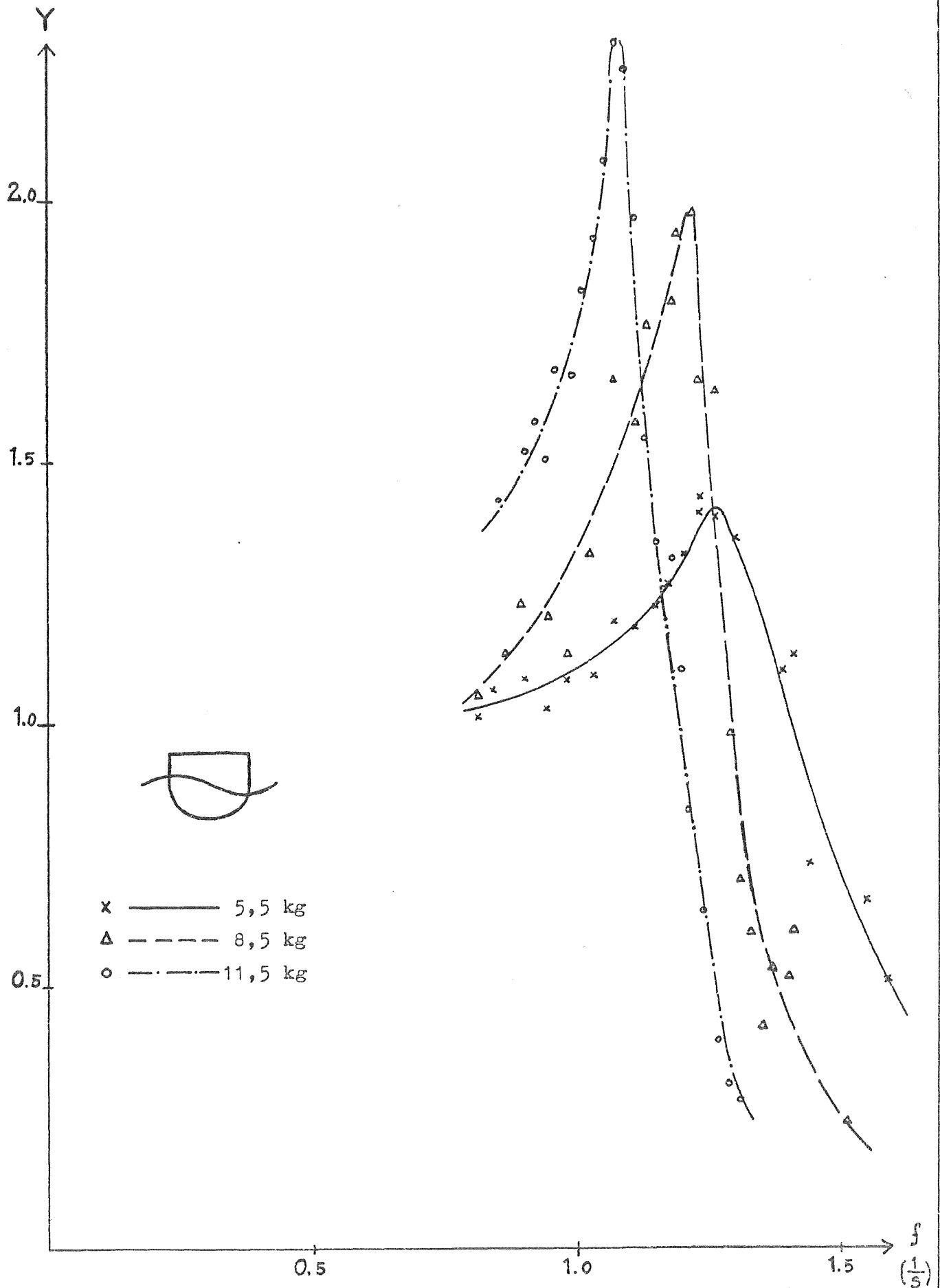


Figur 8.9

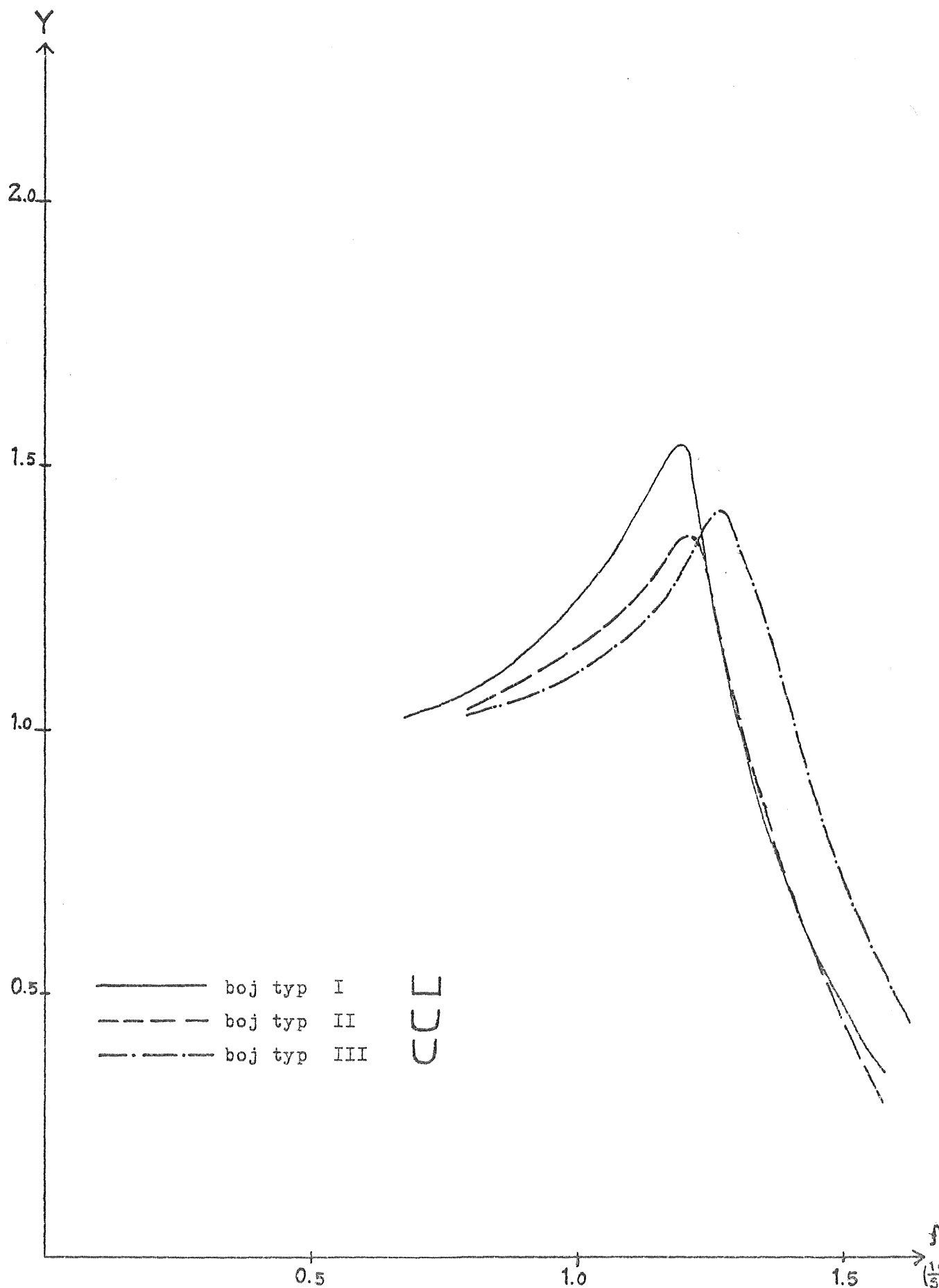
Amplitudresponsskurvor för boj
 ø 300, typ II med olika massa.
 Försöksvärdena plottade.



Amplitudresponskurvor för boj
 ø 300, typ III med olika massa.
 Försöksvärdena plottade.

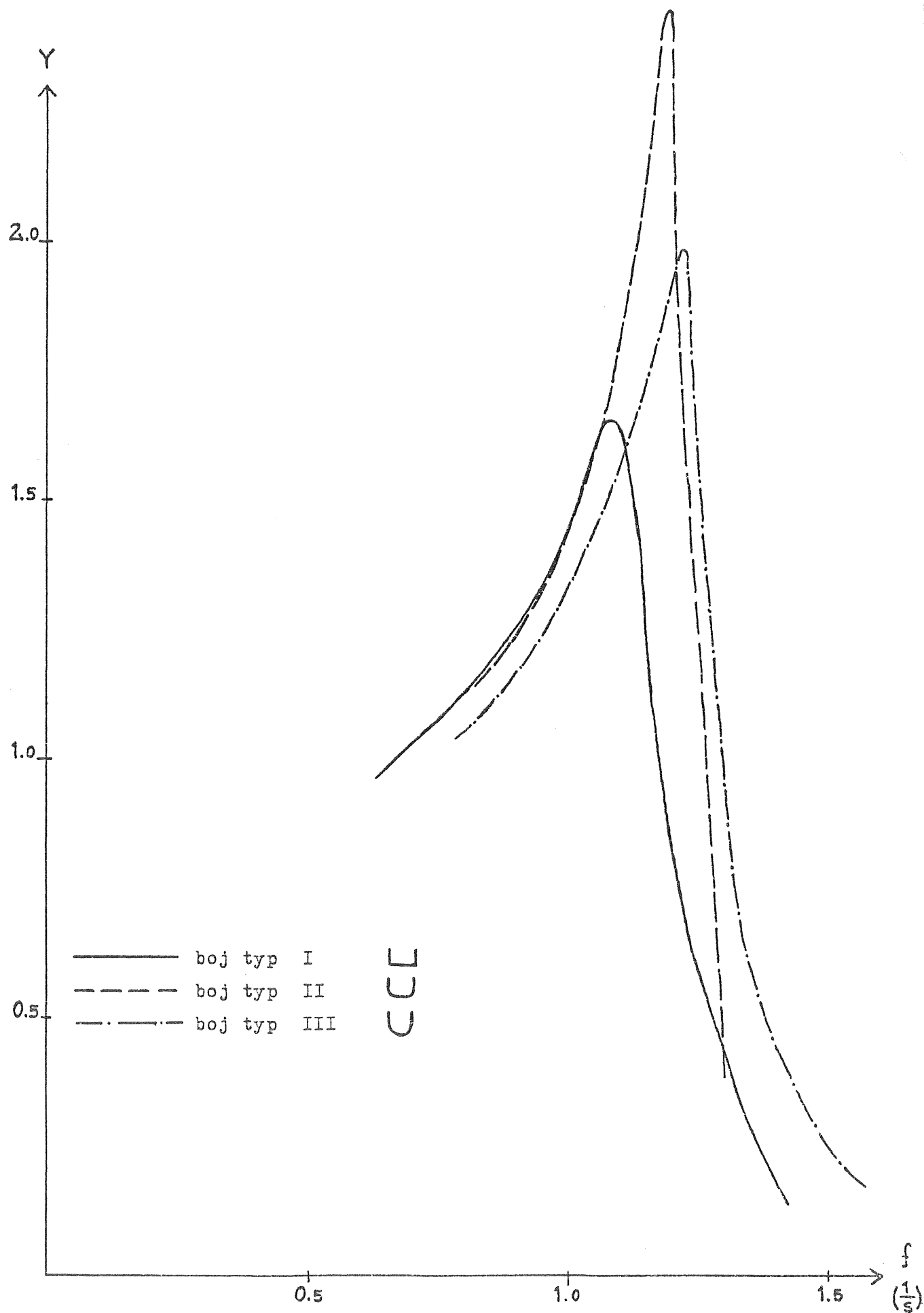


Amplitudresponskurvor för boj
 ø 300 med massan 5,5 kg men med
 olika form (bojtyp).



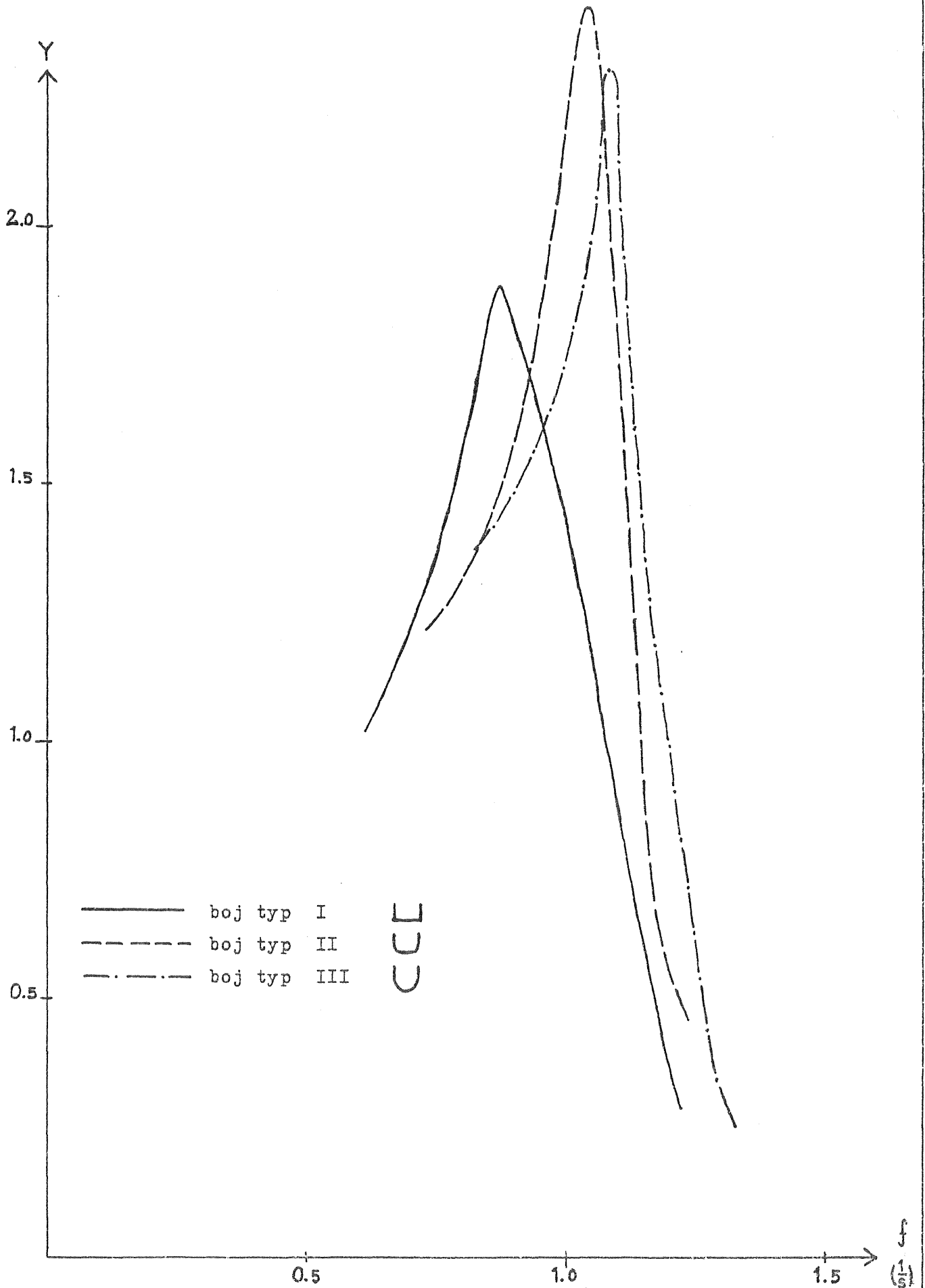
Figur 8.12

Amplitudresponsskurvor för boj
 ø 300 med massan 8,5 kg men med
 olika form (bojtyp).



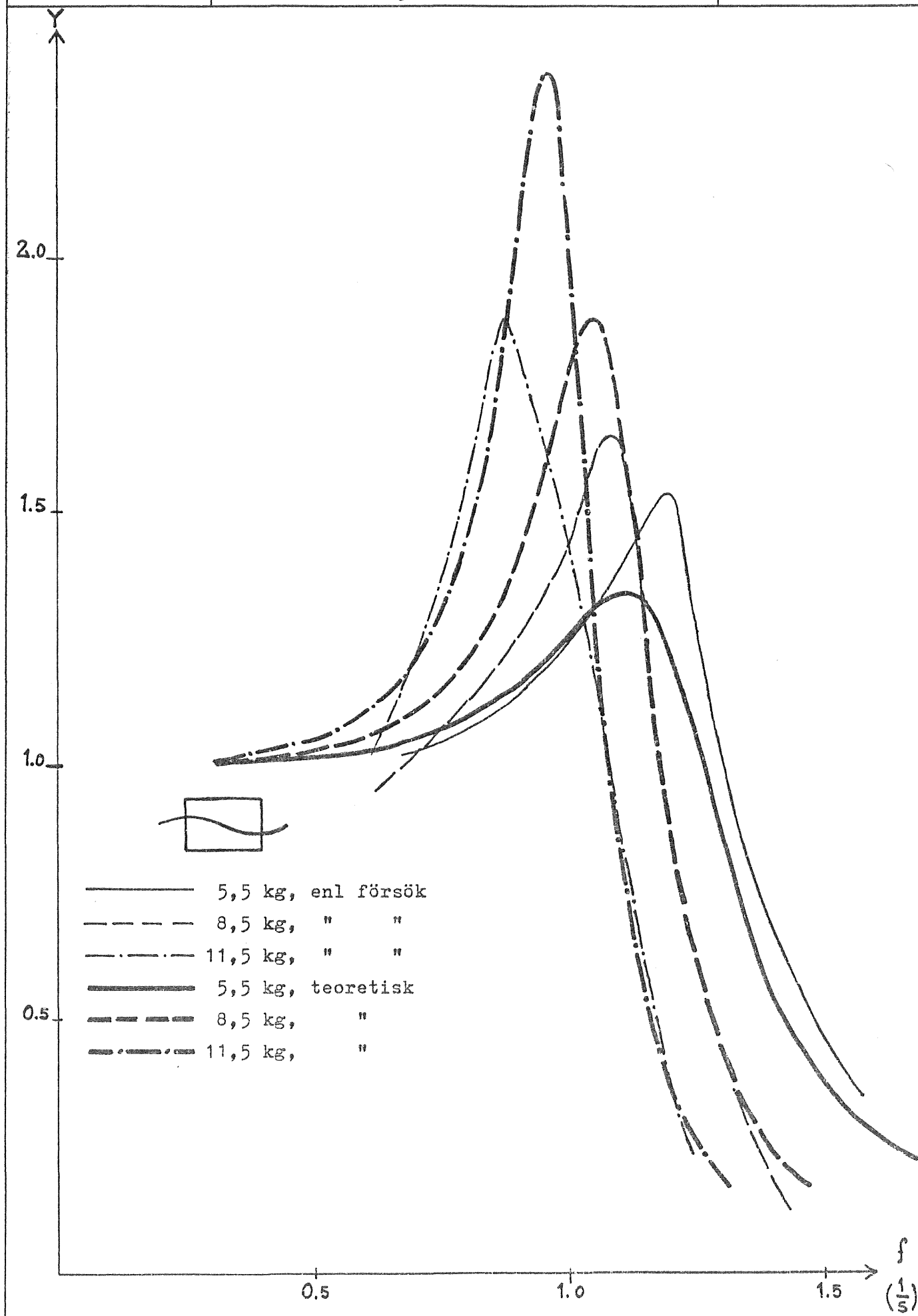
Figur 8.13

Amplitudresponsskurvor för boj
 ø 300 med massan 11,5 kg men
 med olika form (bojtyp)

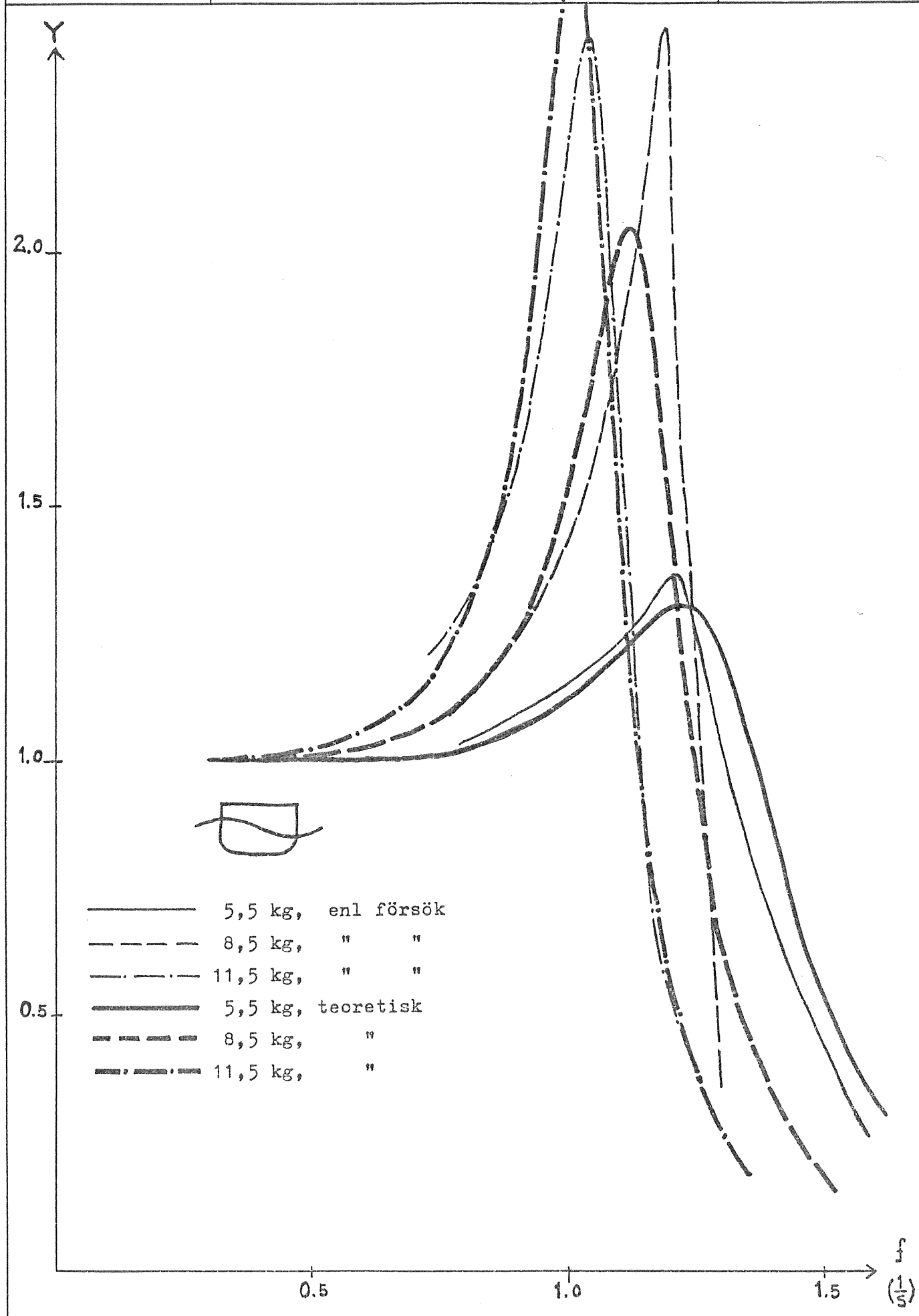


Jämförelse mellan amplitudresponskurvor för boj ϕ 300, typ I enligt försöken och motsvarande teoretiska kurvor med hänsyn tagen till Smith-effekten.

Figur 8.14

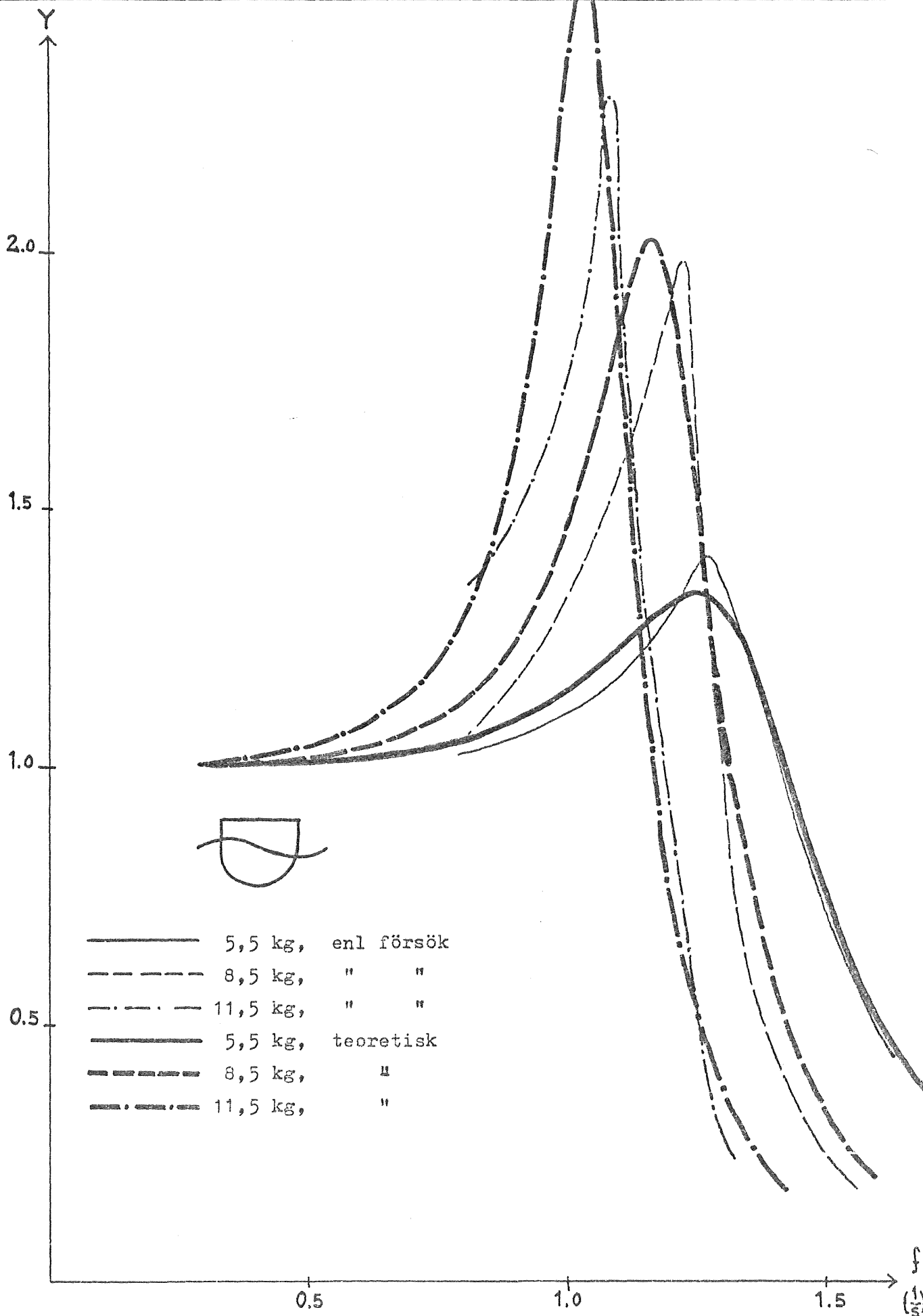


Jämförelse mellan amplitudresponsskurvor för boj ϕ 300, typ II enligt försöken och motsvarande teoretiska kurvor med hänsyn tagen till Smith-effekten.



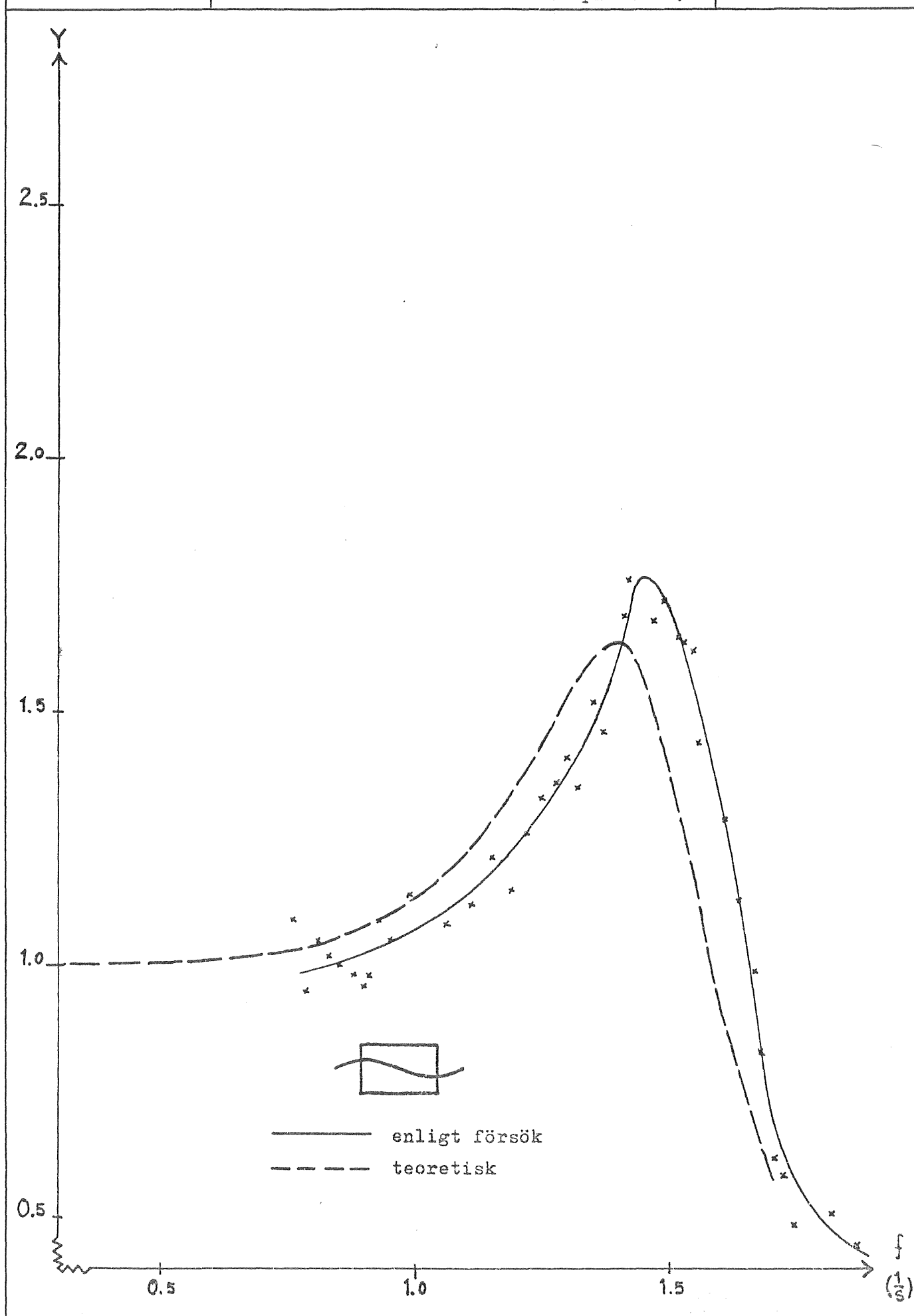
Jämförelse mellan amplitudresponsskurvor för boj ϕ 300, typ III enl. försöken och motsvarande teoretiska kurvor med hänsyn tagen till Smith-effekten.

Figur 8.16



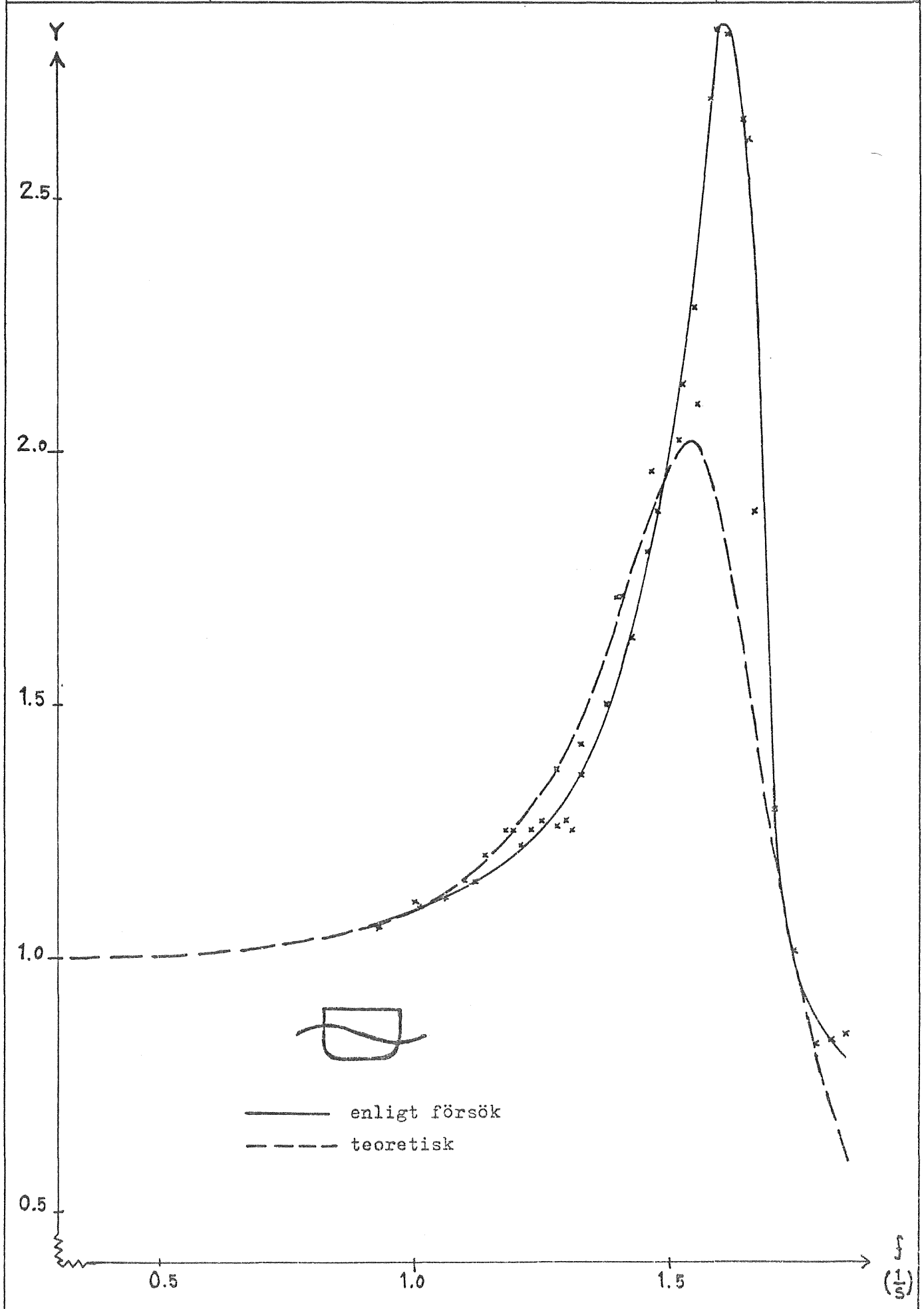
Jämförelse mellan amplitudresponskurva för boj ϕ 165, typ IV enligt försöken och motsvarande teoretisk kurva med hänsyn tagen till Smith-effekten. Försöksvärdena plottade.

Figur 8.17



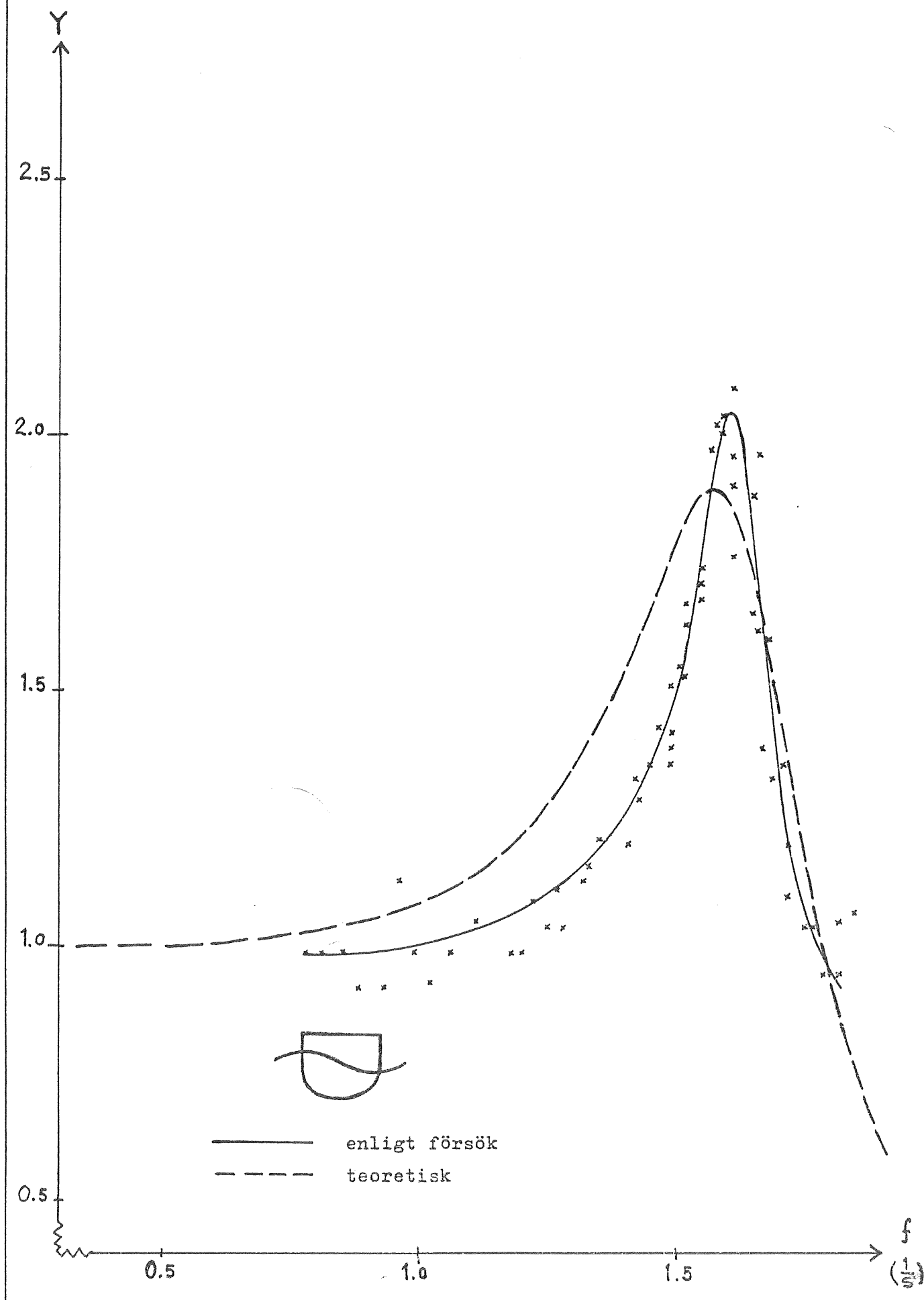
Jämförelse mellan amplitudresponskurva för boj ϕ 165, typ V enligt försöken och motsvarande teoretiska kurva med hänsyn tagen till Smith-effekten. Försöksvärdena plottade.

Figur 8.18



Jämförelse mellan amplitudresponskurva för boj ϕ 165, typ VI enligt försöken och motsvarande teoretiska kurva med hänsyn tagen till Smith-effekten. Försöksvärdena plottade.

Figur 8.19



9. DISKUSSION AV RESULTATEN

Kvalitativt sett stämmer försöken med teorin. För samma form på bojen ökar t.ex. resonansfrekvensen med minskande displacement, och för samma displacement ökar resonansfrekvensen något med ökad strömlinjeform, vilket ju innebär en minskad hydrodynamisk massa.

I figur 8.14 - 8.16, med inlagda teoretiska kurvor, kan man lägga märke till att överensstämmelsen är bäst för boj typ III, vilket man ju borde kunna vänta sig, eftersom skalningsbekymren bör vara minst för denna form på bojen. Amplituderna enligt teorin är dock något större än de som erhållits vid experimenten. Teorin gäller för en enstaka boj på en vidsträckt vattenyta, medan experimenten utförts i en ränna, vilket egentligen motsvarar en borjrad. (Jfr sidan 22).

Överensstämmelsen mellan teori och försök är sämst för boj typ I där generellt kurvan för den tyngsta bojen uppvisar en avvikande form och ett lågt maximum på amplitudresponsskurvan. Nästan samma kurva erhålles dock för bojen ϕ 165 mm om denna skalas upp enligt Froudes modellregel.

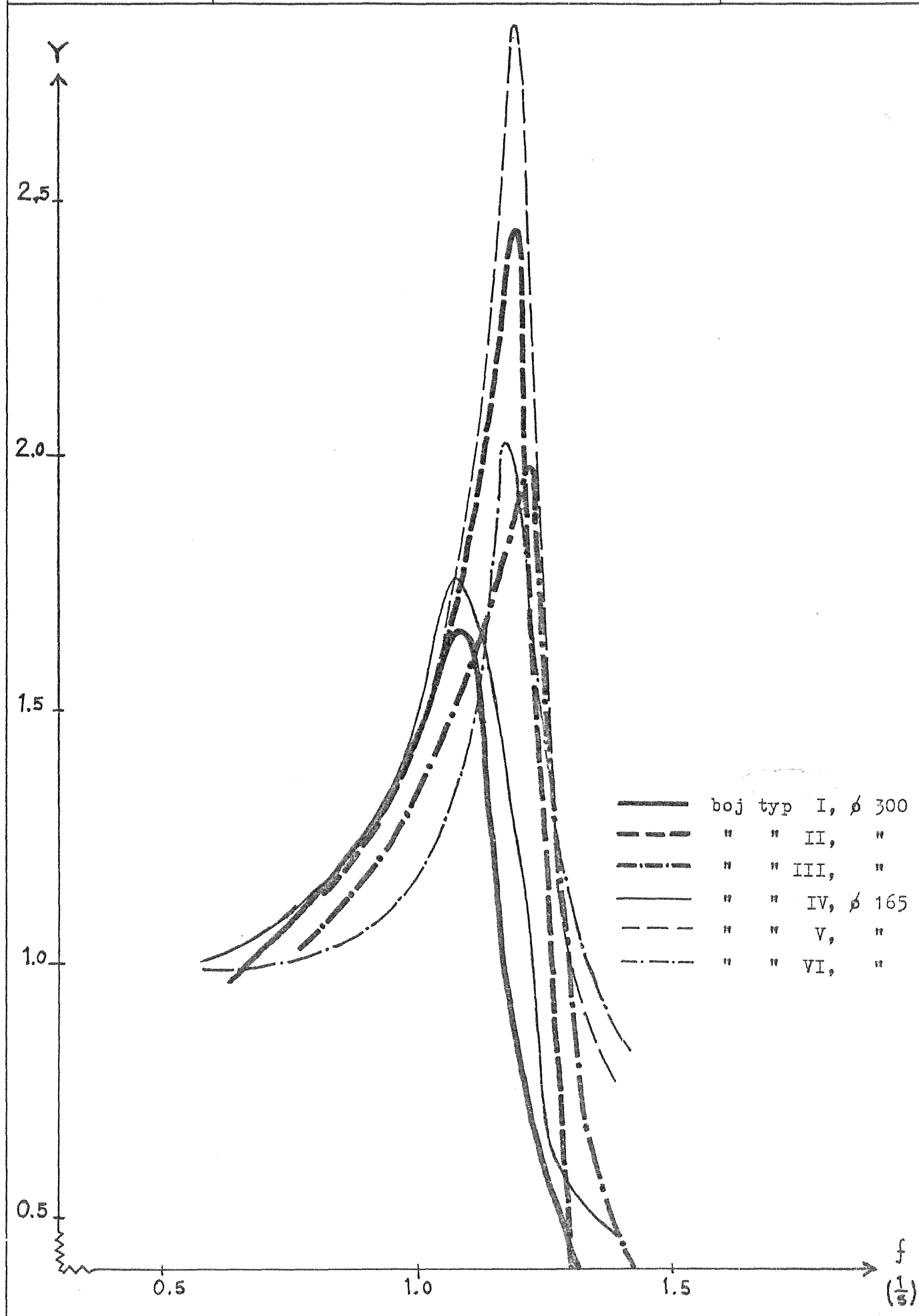
Skaleffekter

För egensvängningsförsöken påpekades att masskoefficienten μ är mindre för halvskaleförsöket ϕ 165 mm än för motsvarande försök ϕ 300 mm. Den dimensionslösa dämpkonstanten ε är däremot lika för de två skalorna. En jämförelse mellan försöken med ϕ 300 och med ϕ 165 mm, efter uppskalning av den mindre bojens frekvenser ger dock mycket god överensstämmelse för bojar typ I och III. För boj typ II stämmer resonansfrekvensen bra, medan amplituden är något större för bojen ϕ 165 mm. Se figur 8.20.

Med tanke på att olika försöksriggar, olika rännor och våggeneratorer med olika verkningsätt använts måste resultatet anses mycket tillfredsställande.

Jämförelse mellan amplitudresponskurvor för boj ϕ 300 och motsvarande kurvor för boj ϕ 165 efter uppskalning av den mindre bojens frekvenser enl Froudes modellregel.

Figur 8.20



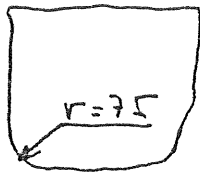
10. REFERENSER

Bergdahl L, Claeson L och Lunde J.K. (1978)
Linjär teori för energiupptagning hos en oscillerande
vågenergiomvandlare av bojtyp.
Rapport GR40 Gruppen för vågenergiforskning
Göteborg 78-05-12

Tekniska grundvetenskaper (1959)
Kapitel Svängningar och vågor
Ingenjörshandboken 3:e uppl. Stockholm 1959.

Vågenergi i Sverige (1977)
Planeringsrapport 1977:4
Utarbetad av NE:s planeringsgrupp för vågenergi.
Nämnden för energiproduktionsforskning. Stockholm 1977.

Havelock T (1955)
Waves Due to a Floating Sphere Making Periodic
Heaving Oscillations
Proceedings of the Royal Society of London,
A-231, 1-7.

FÖRSÖK MED KROPPAR I REGELBUNDA VÅGORDELTAGARE AR, LW, LOSDATUM 7/0223FÖRSÖKSPLATS SHFÖRSÖKSÖBJEKT Bøj, $\phi \approx 300$ mm, rundadDEPL. VIKT = 5,49 kgmedsv. massa 5,64 kg

FÖRSÖKSUPPSTÄLLNING

vattendjup = 780 mmhjulupphängning pot. $\phi 94$ mmmutter 60 g

kraftgivare påkopplad

avstånd bøj - vägmätare = 2680 mm

MÄTAPPARATUR

FÖRSÖKSFÖRFARANDE

FÖRE

	VÅGHÖJD I	VÅGHÖJD II	LÄGE I	LÄGE II	KRAFT	
SKRIVAR-KÄNSL.	50 MV/MM		20 MV/MM		10 MV/MM	
FÖRST.-KÄNSL.	2.85		0.087		2 MV	
VERKLIG	50 MM	MM	50 MM		0.5 kp	
REG.	50 MM	MM	50 MM	MM	50 MM	
KAL.FAKT.	1.00		1.00		0.0100	

UNDER

	VÅGHÖJD I	VÅGHÖJD II	LÄGE I	LÄGE II	KRAFT	
SKRIVAR-KÄNSL.						
FÖRST.-KÄNSL.						
VERKLIG	MM	MM	MM			
REG.	MM	MM	MM	MM	MM	
KAL.FAKT.						

EFTER

	VÅGHÖJD I	VÅGHÖJD II	LÄGE I	LÄGE II	KRAFT	
SKRIVAR-KÄNSL.	50		20		10 MV/MM	
FÖRST.-KÄNSL.	2.85		0.087		2 MV	
VERKLIG	50 MM	MM	50 MM		0.5 kp	
REG.	50 MM	MM	50 MM	MM	50 MM	
KAL.FAKT.	1.00		1.00		0.0100	

MEDELVÄRDEN

	VÅGHÖJD I	VÅGHÖJD II	LÄGE I	LÄGE II	KRAFT	
SKRIVAR-KÄNSL.						
FÖRST.-KÄNSL.						
KAL.FAKT.						

[illegible]

780223

[illegible]

