

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Institutionen för vattenbyggnad

FARTYGSGENERERADE VÅGOR

speciellt i kanaler

**Litteraturstudie över existerande teorier
samt fältmätningar i Göta Älv**

av

Lars Ehnhage

Dag Wisaeus

Examensarbete i vattenbyggnad 1975 : 4

Göteborg



CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
INSTITUTIONEN FÖR VATTENBYGGNAD

FARTYGSGENERERADE VÅGOR
speciellt i kanaler

Litteraturstudie över existerande
teorier samt fältmätningar i Göta Älv

av

Lars Ehnhage Dag Wisæus

Examensarbete i vattenbyggnad 1975:4
Göteborg

SAMMANFATTNING

Ett fartyg som rör sig i ett vattendrag eller havsområde alstrar ett vågsystem. Vågorna i detta system kan skapa problem för andra förtöjda fartyg eller arbetsredskap. De kan även förorsaka ökad erosion av kanalbankar.

I rapporten redogörs allmänt för teorier om fartygsgenererade vågor på djupt vatten. Hur vågsystemet förändras vid färd över grunt vatten och kanaler redovisas. Frågor om framdrivningsmotstånd, trimning och manöverpåverkan berörs endast i förbigående. Försök på djupt och grunt vatten samt i kanaler refereras.

Semiempiriska samband av Römisch för fartygsgenererade vågor i kanaler genomgås utförligt. Sambanden har testats med vågor uppmätta i Göta älv vid Nyebro färja. För några av fartygspassagerarna blev överensstämmelsen relativt god.

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

sid.

1.	SAMMANSTÄLLNING AV EXISTERANDE TEORIER	2
2.	EXAMENSARBETETS OMFATTNING	5
3.	TEORIER	5
3.1	Allmän vågteori	5
3.2	Fysikalisk förklaring till fartygs- genererade vågor	7
3.3	Kelvins vågteori	12
3.4	Fartygsgenererade vågor i kanaler	23
4.	FÄLTMÄTNINGAR I GÖTA ÄLV	32
5.	SLUTSATS	40
	LITTERATURFÖRTECKNING	41
	BILAGOR	

1. SAMMANSTÄLLNING AV EXISTERANDE TEORIER

Då ett fartyg rör sig genom vatten alstras ett vågsystem som framförallt är beroende av vattendjup och fartygets hastighet. Dessa vågor orsakar ett flertal problem i sådana begränsade farvatten som hamnar och kanaler. Några exempel är att fartyg förtöjda vid stranden kan skadas, att erosionen kan öka på stränderna samt att det egna fartygets manöverförmåga kan försämrast.

Det vågsystem som fartyget alstrar kan indelas i ett primärt och ett sekundärt vågsystem. Det primära vågsystemet uppkommer vid en förträngning av farleden vilket är fallet i en kanal. Denna förträngning förorsakar en ökning av vattenhastigheten förbi skrovet, en höjning av vattenytan framför fartyget och en sänkning av vattenytan bredvid fartyget. Ett stort motstånd uppkommer på grund av att fartyget måste skjuta framför sig en alltmer ökande vattenmassa. Denna motståndsökning mot fartygets framdrivning vid en begränsning av farleden benämnes kanaleffekt.

Det sekundära vågsystemet består av divergenta och transversella vågor.

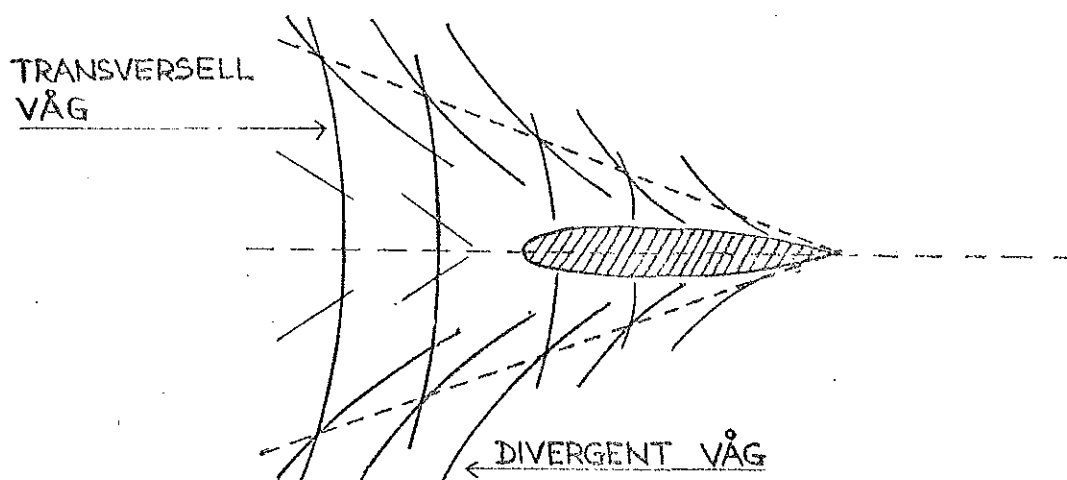


fig. 1

Det sekundära vågsystemet.

De divergenta vågorna utbreder sig med den så kallade Kelvinska vinkeln Θ_b . $\Theta_b = 19^\circ 28'$ då fartygets hastighet är mindre än den kritiska, se fig 1. Θ är en funktion av Froudes tal $F = v/\sqrt{gt}$. Då $F \rightarrow 1$ går $\Theta \rightarrow 90^\circ$, se fig 14. Vågens utbredningshastighet $c = v \cdot \cos \Theta$. De transversella vågorna har formen av en Trokoid våg och dess fortplantningshastighet är lika med fartygets hastighet $c = v$. Kommer fartyget in på grundare vatten uppstår ett ökat vågbildningsmotstånd och fartygets trimning förändras (fartyget sätter sig på aktern). Detta medför att fartygets manöverförmåga kraftigt försämras. Denna effekt på grunt vatten benämnes "flachwasser-effekt".

Huruvida det primära eller sekundära vågsystemet spelar den dominerande rollen beror på de förhållanden som råder i farleden; djupt vatten, grunt vatten eller kanalförhållanden. I djupt och grunt vatten överväger det sekundära vågsystemet medan vid kanalförhållanden det i första hand är det primära vågsystemet som spelar den dominerande rollen.

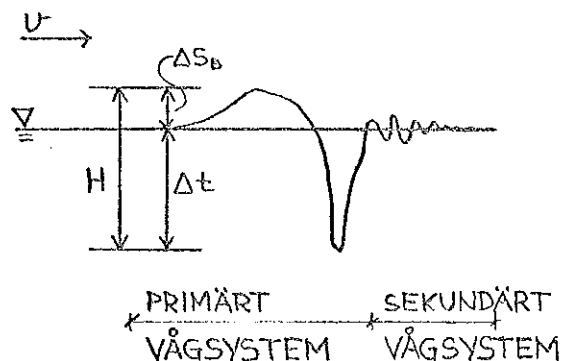


fig. 2

Vågmönstret i kanal vid passage av fartyg, $v < v_{kr}$.

Fig 2 visar ett vid en kanalbank uppmätt vågsystem. Utmärkande för det primära vågsystemet är vattennivåhöjningen framför fartyget ΔS_B och sänkningen Δt bredvid fartyget. Det kortperiodiga sekundära vågsystemet spelar här en underordnad roll.

En helt annan bild får man av vågmönstret om fartyget rör sig på ett grunt vattenområde med obegränsad utbredning i sidled. Våghöjden "H" bestäms i detta fall enbart av det sekundära vågsystemet, fig 3.

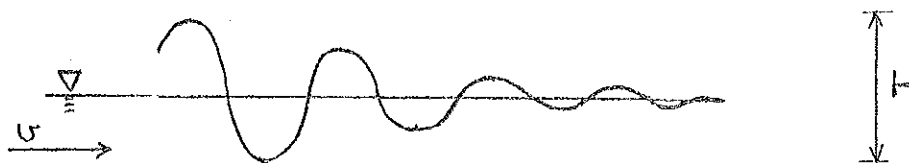


fig. 3

Vågmönster på grunt vatten, ingen begränsning i sidled.

Römisch har visat att den maximala våghöjden H i en kanal är lika med en konstant c gånger fartygets hastighet v upphöjd till 3.5

$$H = c \cdot v^{3.5}.$$

Våghöjden H mäts vid bankfoten, se fig 4.

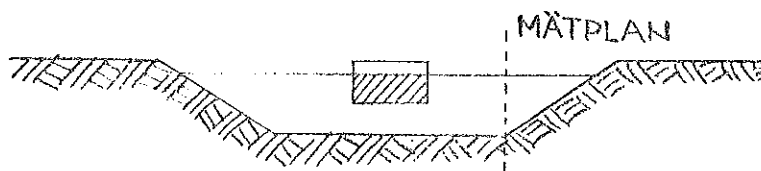


fig. 4

Kanaltvärnsnitt.

Römisch har dessutom visar hur man beräknar den kritiska hastigheten v_{kr} (den hastighet när fartygets trimningsläge ändras), våghöjden om fartyget ej går mitt i kanalen hur våghöjden förändras över kanaltvärnsnittet samt våghöjden om ett fartyg kör om ett annat i kanalen. Hur inverkan av ovanstående faktorer påverkar våghöjden visas i kapitlet om kanaleffekt.

Eftersom det primära vågsystemet har så lång period kommer fartyg förtöjda vid stranden att röra sig i vertikalled. Römisch har visat att denna rörelse är lika med H . Denna rörelse kan vara mycket besvärande vid t ex lastning av fartyg, dessutom uppkommer stora krafter i förtöjningarna. Genom att bestämma den maximala rörelse ett fartyg får ha kan man alltså med Römisch formel bestämma tillåten hastighet i kanalen.

2. EXAMENSARBETS OMFATTNING

Vår uppgift var att undersöka existerande teorier över fartygs-genererade vågor samt om möjligt försöka verifiera dessa i praktiken. De problem som uppstår med fartygets manöver-förmåga har vi lämnat därhän då detta hör mera till skepps-byggnadsteknikens område.

Våra fältförsök gick ut på att bestämma den maximala våghöj-den vid passage av fartyg i Göta älv och se hur detta resultat stämde överens med Römisch' formler.

3. TEORIER

3.1 Allmän vågteori

Den linjära eller första ordningens vågteori är byggd på följande antaganden:

1. Vattnet är homogent och inkompressibelt. Ytspännings-krafterna är försumbara.
2. Trycket vid vatten-luft-gränsskiktet är konstant.
3. Strömningen är virvelfri.
4. Vågamplituden är liten jämfört med våglängd och vattendjup.

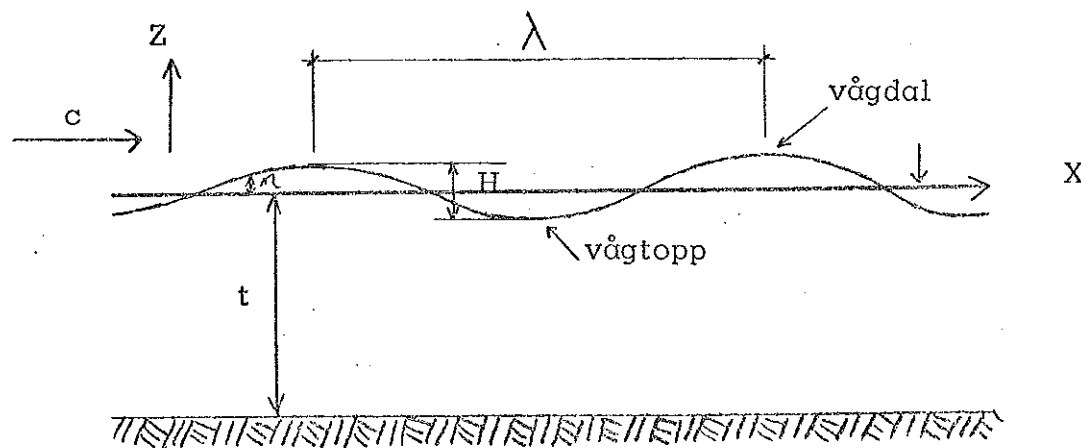


fig. 5

Figuren visar en tvådimensionell våg som rör sig åt höger med fashastigheten c i vatten med djupet t , i ett $x - z$ koordinatsystem, våghöjden H , våglängden λ , och vattenytans nivå framgår av fig.

Genom att utnyttja Laplace' och Bernoullis ekv. fås (beviset här-
för utlämnas, se Sörensen):

$$c = \sqrt{g\lambda/2\pi \cdot \tanh(2\pi t/\lambda)} \quad (1)$$

Ekvation (1) ger enligt ovanstående antaganden fashastigheten hos
en fri ytvattenvåg som funktion av dess våglängd λ och vattendjupet t .

Om $t/\lambda > 1/2$ är $\tanh(2\pi t/\lambda) \approx 1$ och vi har vad som allmänt kallas
en djupvattenvåg. Från ekv. (1) fås:

$$c_o = \sqrt{g\lambda_o/2\pi} \quad (2)$$

$$\lambda_o = gT^2/2\pi \quad (3)$$

$$c_o = gT/2\pi \quad (4)$$

där index o betecknar djupvattenförhållanden. Ur ekv. (3) och (4)
fås att våglängd och våghastighet endast beror av vågperioden.

När $t/\lambda < 1/2$ är bottenens inverkan på vågrörelsen inte längre för-
sumbar och fashastigheten beror på djupet såväl som på våglängd
eller period vilket ges av ekv. (1).

När en våg rör sig in över grundare vatten förblir dess period
konstant men dess fashastighet och längd minskar kontinuerligt.
Då $t/\lambda < 1/20$ är $\tanh(2\pi t/\lambda) \approx 2\pi t/\lambda$ så att

$$c = \sqrt{gt} \quad (5)$$

och våghastigheten beror enbart på vattendjupet. Även vågens form
ändras från sinusform till trokoidal form. På djupt vatten är allt-
så våghastigheten enbart beroende av våglängden och på grunt vatten
enbart av vattendjupet.

Översikt över olika vågteorier

Då vågens branthet ökar avviker vågformen från sinuskurvan och
1:a ordningens teori gäller ej längre ($H/\lambda > 0,01-0,02$)

Angående Gerstner och Stokes teorier samt knodala och solitära
vågor, se Cederwall.

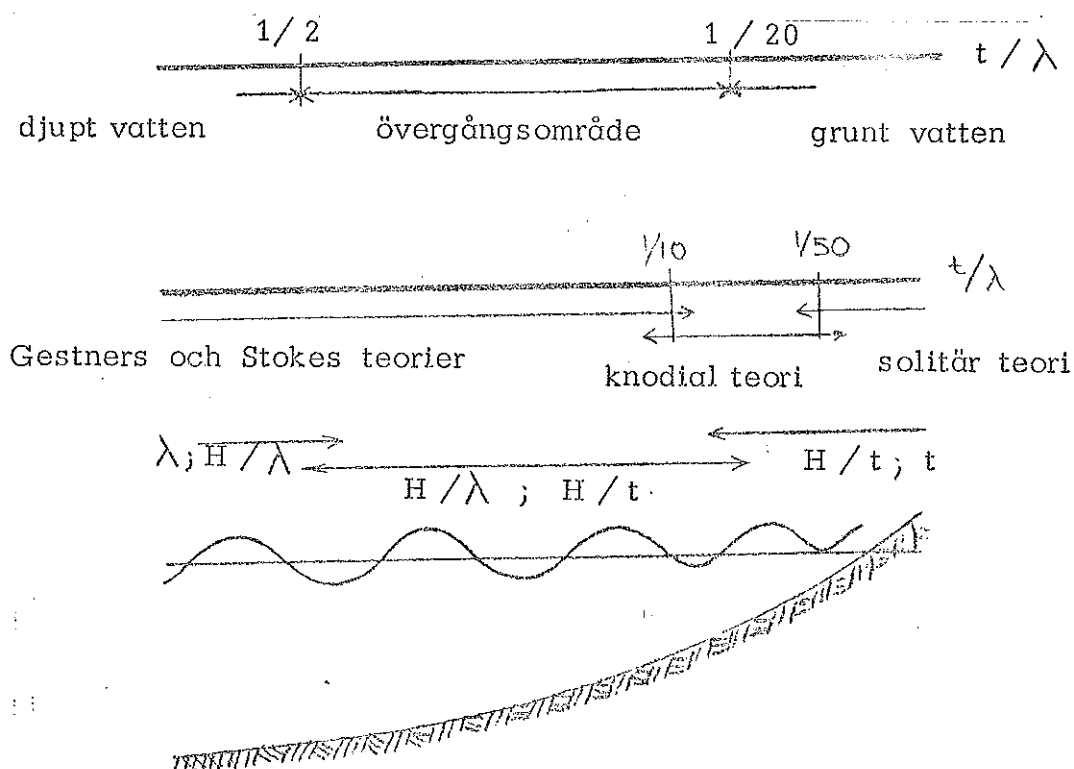


fig. 6

Klassificering av branta vågor.

3.2 Fysikalisk förklaring till fartygsgenererade vågor.

3.2.1 Vågbildning

Vågbildning uppstår i gränsytan mellan en tung och en lätt vätska eller mellan en vätska och en gas (vatten - luft). Vågrörelsen startas av en störning, som bringar några partiklar ur sitt jämviktsläge. Genom tyngdkraftens verkan uppstår då en vågrörelse som dämpas obetydligt av viskositeten. Vågorna färdas bort från objektet och förorsakar en transport av mekanisk energi genom den omgivande vätskan.

Den vertikala och horisontella fram- och återgående partikelrörelsen är på djupt vatten av samma storleksordning och i vätskeytan lika stor som vågens amplitud. Transporten av vätska i utbredningsriktningen är dock mycket liten och kan i regel försummas. Vågens hastighet, den hastighet med vilken rörelsen överflyttas från partikel till partikel, är däremot ofta stor i förhållande till partikelhastigheten.

Det motstånd ett fartyg möter när det färdas kan uppdelas i tre beståndsdelar:

1. Friktionsmotstånd beroende på vattnets viskösa motstånd
2. Virvelmotstånd beroende på det turbulenta kölvattnet
3. Vågmotstånd beroende på det system av vågor fartyget alstrar.

I det följande skall endast den sista punkten behandlas då denna är dominerande.

3.2.2 Tryckfält

Betrakta ett två-dimensionellt friktionslöst flöde runt ett fartygsskrov av allmän form med symmetrisk för och akter. Se fig 7. Runt skrovet kommer följande tryckfördelning att bildas: En bit framför bogen ökar trycket från det fria strömningstrycket och når vid bogen ett maximum lika med stagnationstrycket, därefter minskar trycket och är vid mittsektionen mindre än det fria strömningstrycket.

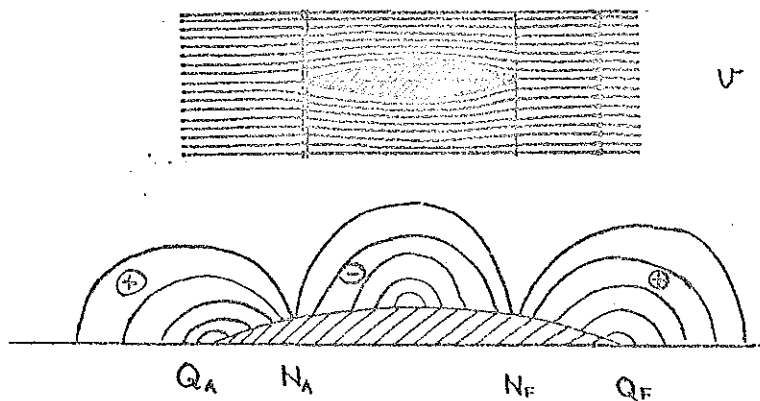


fig. 7

Bernouillis tryckfält.

Q_F, Q_A = förliga och akterliga stagnationstrycket

N_F, N_A = -"- neutrala punkten

Den punkt där trycket är noll kallas neutrala punkten. En spegelbild av denna tryckfördelning kommer att bildas längs den aktra delen av skrovet. Således möter fartygsskrovet inget strömningsmotstånd. Detta är utmärkande för stationär potentialströmning kring symmetriska föremål. Denna teori framlades av Bernoulli. Saunders har visat att alla oregelbundenheter i skrovformen kommer att medföra att mindre tryckvariationer adderas till den ursprungliga tryckfördelningen.

Om man nu betraktar ett tre-dimensionellt flöde med fri vattenyta kring ett fartygsskrov, ser man att vattenytans topografi kommer att motsvara tryckfördelningen runt skrovet. En vattenpartikel som rör sig förbi skrovet kommer att höja sig framför bogen, nå en toppunkt nära bogen och sedan falla på samma sätt som tryckfördelningen. Se fig 8.

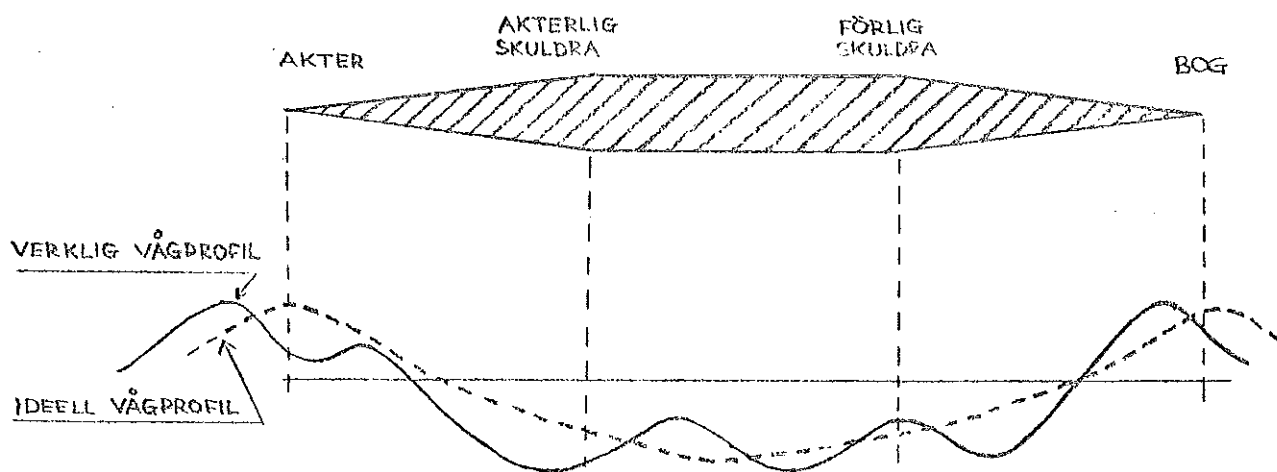


fig. 8

Saunders veloxsystem visande vågprofilen.

På grund av vätskans masströghet kan den ej omedelbart reagera för en tryckstörning. Vågberget i bogen kommer därför att ligga fasförskjutet i förhållande till stäven enligt fig 8. Den verkliga vågprofilen är dessutom ej helt symmetrisk. För enkelhets skull kan man

anse att det resulterande vågsystemet består av följande fyra komponenter:

1. Bogvågssystemet på grund av övertrycket vid fören.
2. Vågsystemet vid förliga skuldran på grund av motsvarande undertrycksområde.
3. Vågsystemet vid akterliga skuldran på grund av motsvarande undertrycksområde.
4. Aktervågssystemet på grund av övertrycket vid aktern.

Bogvågssystemets början är alltid fixerad på grund av den dominerande tryckstörningen. Däremot är aktervågssystemet och vågsystemet vid skuldrorna svåra att lokalisera för vanliga fartygsformer. Endast vid utpräglade skuldror erhålles en större inverkan av dessa. Ovanstående diskussion förklarar det sekundära vågsystemet. Hur tryckfältet förändras med Froudes tal $F = v/\sqrt{gt}$ visas i bilaga 1.

Om man nu låter fartyget färdas i en kanal där det existerar en begränsning i sidled av vattenmassan kommer andra förhållanden att råda. Betrakta återigen flödet runt ett fartygsskrov av allmän form. Vattnet kan inte längre fritt strömma förbi fartyget beroende på minskningen av kanaltvärsnittet. Strömningshastigheten förbi fartyget kommer att öka och man får en ytterligare tryckminskning vid fartygets mittsektion förutom den i ovanstående stycke omtalade. Detta medför en avsänkning av vattenytan bredvid fartyget och ytterligare minskning av kanaltvärsnittet. Den kinetiska energin ökar. Framför fartyget uppstår en tryckökning och därigenom en höjning av vattenytan. Den potentiella energin ökar.

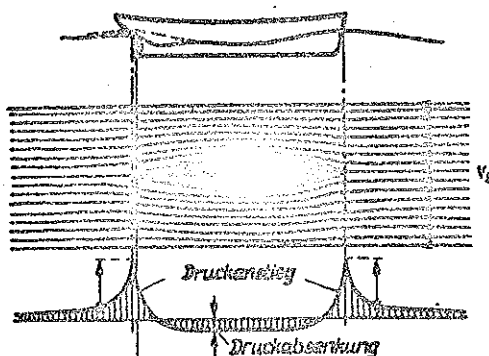


fig. 9

Tryckfördelning i
en kanal.

Så länge som fartygets hastighet v är sådan att bogvågens hastighet c ännu inte nått den på detta ställe största möjliga våghastigheten C_{KR} , befinner sig fartyget inom det s k underkritiska hastighetsområdet.

Om fartyget rör sig med konstant hastighet inom en likformig kanalsträcka uppstår ett från fartyget sett stationärt vågsystem med ett föregående vågberg som är större ju närmre den kritiska hastigheten man befinner sig. När detta föregående vågberg rinner tillbaka förbi fartyget ökar vattenhastigheten och enligt Bernoullis teorem får man en avsänkning av vattenytan kring fartyget. Ökas nu fartygets hastighet växer den föregående vågen tills ett nytt stationärt tillstånd infunnit sig. Befinner man sig nära den kritiska hastigheten ändras fartygets trimningsläge, aktern sätter sig och fartyget går i en ständig uppförbacke samtidigt som det skjuter en allt större vattenmassa framför sig. Motståndsökningen är så stor att endast fartyg med mycket kraftig maskin i förhållande till displacementen kan ta sig över det kritiska hastighetsområdet. Man säger då att båten planar.

Den kritiska hastigheten brukar ansättas på formen:

$$V_{KR} = K \cdot C_{KR}$$

där

K = faktor ≈ 1

C_{KR} = kritiska våghastigheten (m/s) i breda eller prismatiska kanaler.

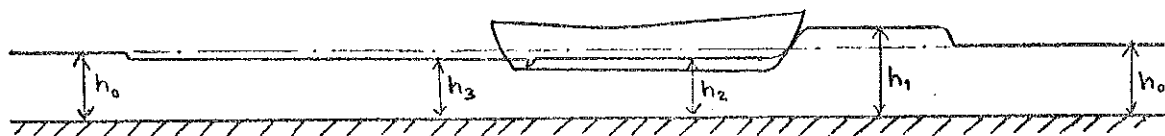


fig. 10

Vattennivån vid kritisk hastighet.

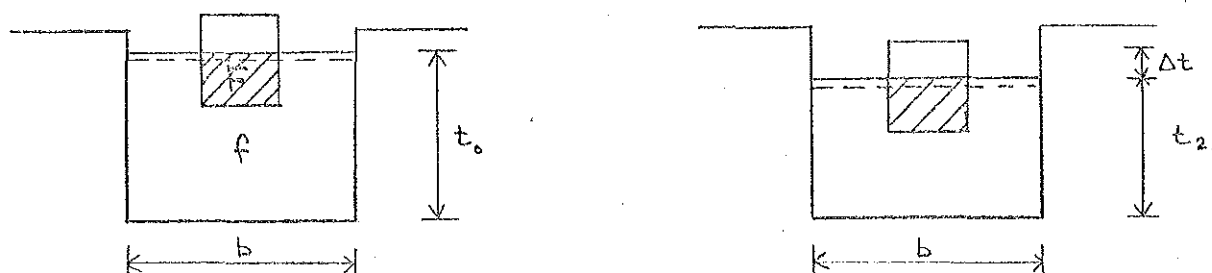


fig. 11

$$\text{Minskning av kanaltvårsnittet} = f - (F + b \cdot \Delta t)$$

f = kanalarea, F = fartygets nollspantarea.

3.3 Kelvins vågteori

Kelvins vågteori gäller för farvatten med obegränsad utsträckning i sidled. Vid planering av hamnar och kanaler är det önskvärt att kunna beskriva det sekundära vågsystemet, i dagligt tal kallat svallvågor, som funktion av hastighet, vattendjup och avstånd från långskeppslinjen. Undersökningar på detta område har utförts sedan mitten av 1800-talet men har framförallt gällt det motstånd det sekundära vågsystemet orsakar fartyget. Dessutom har man antagit att vattendjupet varit stort, dvs att vattendjupet överstigit halva våglängden så att vågrörelsen inte påverkats av botten. Det blir ett betydligt mer komplext problem när vågorna börjar "känna botten". En mycket stor del av undersökningarna har utförts som modellstudier.

Normalt ger en båt upphov till vågor både i för och akter. Mönstret består av plogformade vågor som bildas vid fören och rör sig ut från fartyget. Dessutom formas vid fören en serie transversella vågor, som rör sig framåt med sina kammar vinkelrätt mot fartygets rörelseriktning. Detta mönster är oföränderligt om fartyget rör sig med konstant hastighet över plan botten. De divergerande och transversella vågorna vid fören är högst och minskar successivt akteröver.

Genom att studera en punktformig våggenerator fann Kelvin, att för alla hastigheter på djupt vatten gäller, att de divergerande och transversella vågorna bildar mönster. De möts utefter en rak linje, brytpunktslinjen, som bildar vinkeln $19^{\circ}28'$ med långskeppslinjen. Se fig. 12.

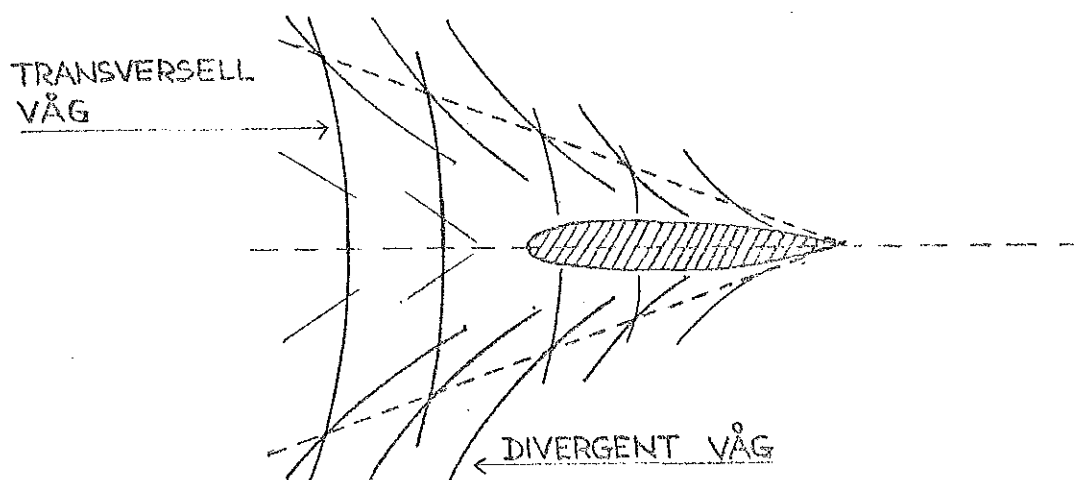


fig. 12

Vågmönstret på djupt vatten

I praktiken har det visat sig att denna vinkel varierar med skrovformen, den är mindre för smala båtar och större för breda. Dessutom brukar skärningslinjen mellan transversella och divergerande vågor mötas en bit framför båten. De divergerande vågorna från för och akter förblir åtskilda medan de transversella bildar ett gemensamt system. Upp till ett avstånd på ett par fartygslängder reduceras våghöjden betydligt på grund av diffraktionen, men obetydligt på grund av vattnets viskositet (inre friktion).

Kelvin beskrev sitt vågmönster med ekvationerna:

$$\begin{cases} y = \frac{n\pi}{2g} v^2 (5 \cos \theta_b - \cos 3 \theta_b) \\ x = \frac{n\pi}{2g} v^2 (\sin \theta_b + \sin 3 \theta_b) \end{cases}$$

$$n = 1, 2, 3 \text{ -----}$$

v = våggenerators hastighet.

Hans vågmönster är ett resultat av superposition av en serie elementära gravitationsvågor med utbredningshastigheten $v \cos \theta$ som rör sig ut från störningen över ett område $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ på djupt vatten. Vågorna mellan $0 \leq |\theta| \leq 35^\circ 16'$ bildar det transversella vågsystemet, och de mellan $35^\circ 16' \leq |\theta| \leq 90^\circ$ det divergenta vågsystemet. Som tidigare

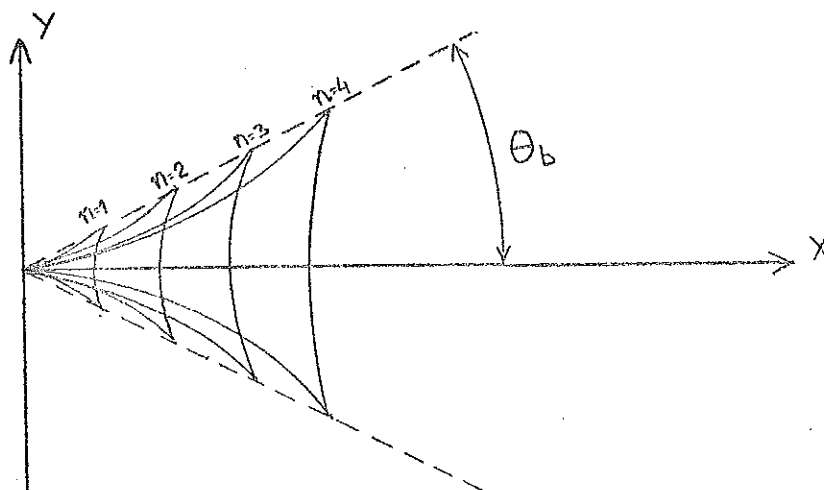


fig. 13

Kelvins vågmönster.

nämnts möts de två vågsystemen utefter brytpunktslinjen $\theta_b = 19^{\circ}28'$. Kelvins teori gäller ej för vågor utanför denna linje. I verkligheten breder vågorna ut sig även utanför denna. Skillnaden mellan teori och praktik beror bl a på att Kelvin förutsätter att vågorna breder ut sig från en punkt medan de i själva verket alstras utefter hela skrovet.

Den transversella våghastigheten är lika med båtens hastighet. Våglängden λ_t definieras av:

$$\lambda_t = (2\pi v^2/2g) \sec^2 \theta$$

$$c_t = v \sec^2 \theta$$

där c_t är den transversella vågens hastighet. Den divergenta våglängden λ_D blir i en bestämd punkt given av:

$$\lambda_D = (2\pi v^2/2g) \cdot \cos^2 \theta \iff \lambda_D = \lambda_t \cdot \cos^2 \theta$$

När vattendjupet $\approx$ halva våglängden börjar vågorna "känna bottnen" och deras hastighet blir en funktion av både våglängd och vattendjup $c = \sqrt{g\lambda/2\pi \cdot \tanh(2\pi t/\lambda)}$, se kapitel 3.1. Ytterligare minskning av vattendjupet medför att våghastigheten blir mera beroende av djupet

än av våglängden: $c = \sqrt{gt}$

I djupt vatten gäller att $c = \sqrt{g\lambda/2\pi}$.

De divergerande vågorna är vanligen både högre och kortare och därför brantare än de transversella. På grund av de transversella vågornas större längd kommer de att "känna" botten först. När fartygets hastighet ökar eller vattendjupet minskar så att Froudes tal, $F = v/\sqrt{gt}$, blir $\approx 0,7$ inträffar detta. Vågsystemet ändras och de förhållanden som gäller för grunt vatten gör sig märkbara. Om hastigheten ökar ytterligare så att Froudes tal blir 1,0 är hastigheten kritisk och skärningsvinkeln θ_b blir 90° . De transversella och divergenta vågorna bildar ett gemensamt vågsystem med vågkammarna vinkelrätt mot längskeppslinjen. Brytpunktslinjens skärningsvinkel θ_b med längskeppslinjen visas i figur 14 för olika värden på Froudes tal.

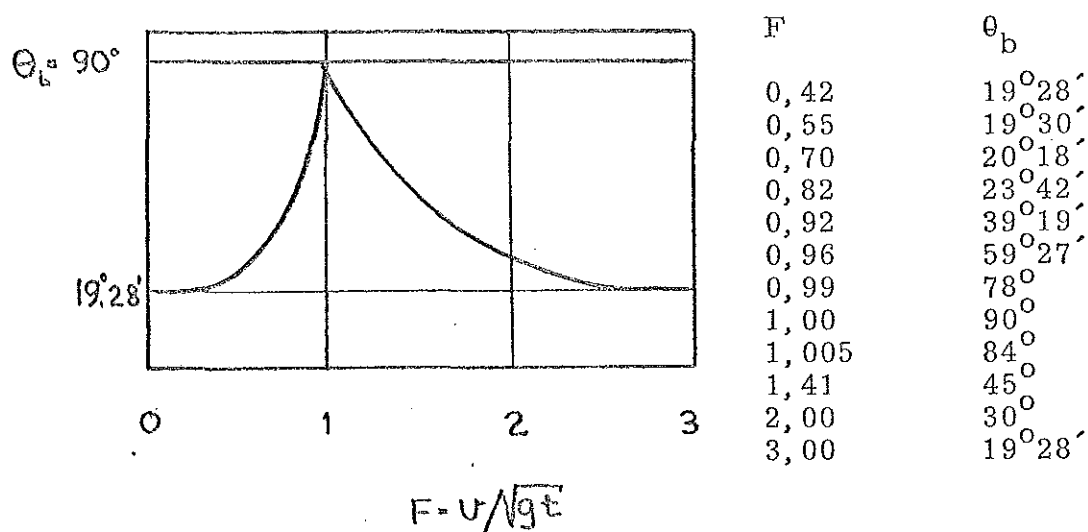


fig. 14

θ_b som funktion av F.

Vid överkritiska hastigheter, när $F > 1$, kan inte våghastigheten öka, det transversella systemet försvinner och ett divergent system bildas med vinkeln $\theta = \arcsin \sqrt{gt/v}$.

Om fartygets längd är så stor att de transversella vågorna, som genererats vid fören, till stor del har försvunnit vid aktern, kommer aktern att generera ett separat transversellt vågsystem.

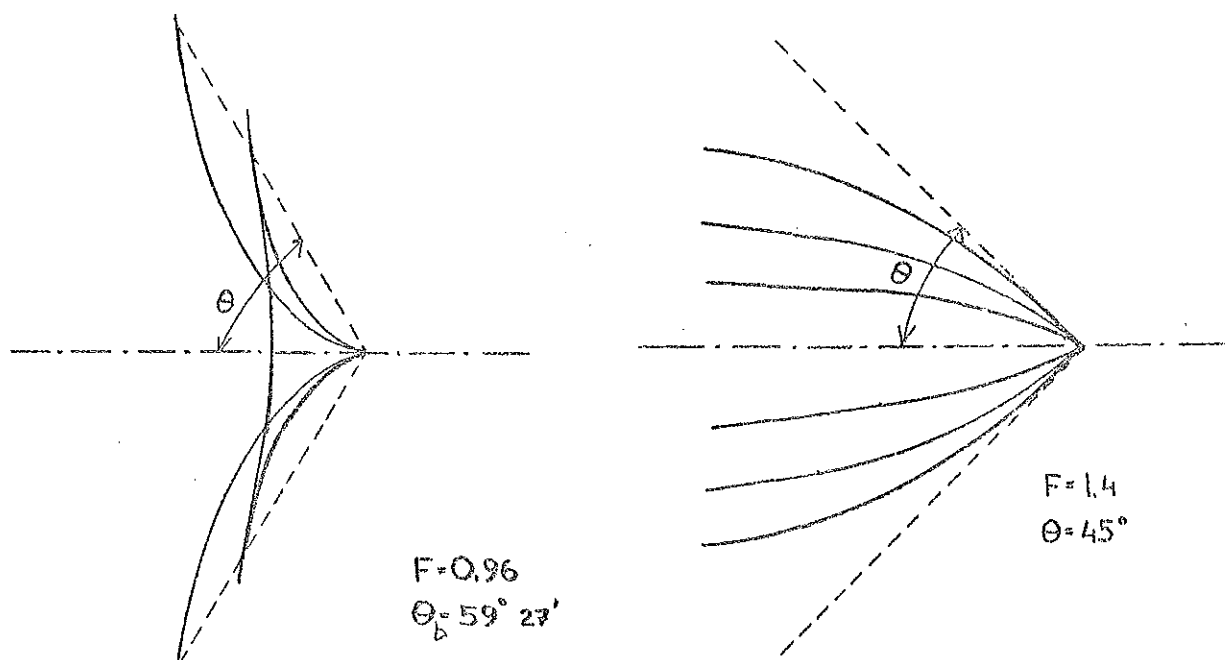


fig. 15

Vågssystemet vid $F = 0,96$ och $F = 1,4$.

Allt eftersom fartygets hastighet varierar kan höjden och längden av de individuella komponenterna vara ur fas och släcka ut varandra medan vid andra hastigheter superposition kan resultera i en ökning av amplituden. Denna samverkan av vågkomponenter beror på Froudes längdtal $F_L = v/\sqrt{Lg}$ där L = fartygets längd. Diffractionen gör att våglängden ökar och amplituden minskar kontinuerligt akteröver.

När fartygets hastighet ökar i det subkritiska området växer den transversella vågens amplitud i förhållande till de divergerande vågorna. De transversella vågorna blir dessutom större ju större djupgående fartyget har.

3.3.2 Observationer gjorda av Hovgaard

Hovgaard observerade vid olika försök bland annat att:

1. Vid varje hastighet ökar den divergerande vågens längd samtidigt som dess höjd minskar akteröver.
2. Bogvågen bildar en större vinkel med längskeppslinjen än de följande divergerande vågorna. Den 2:a divergerande vågen bildar en vinkel som ligger mellan bogvågens och huvudparten av de divergerande vågornas vinkel.

3. Vid låga fartygshastigheter är vågkammarna kraftigt böjda utåt. Denna utböjning minskar vid en hastighetsökning.
4. Brytpunktslinjen skär vanligen fartygets långskeppslinje framför fören.

Punkt 2 + 4 beror på att vattnet nära fören skjuts framåt av fartyget så att vågorna för ett kort ögonblick överskrider den hastighet de bör ha för en given fartygshastighet. Detta medför den halvmånformade kurvan hos den första divergerande vågen nära fartygets för.

3.3.3 Tidigare utförda försök att bestämma våghöjden i grunt vatten med obegränsad utsträckning i sidled

J.W. Johnson studerade det sekundära vågsystemet för fartygsmodeller som rörde sig inom ett hastighetsområde där Froudes tal varierande mellan 0,6 - 2,0. Vågprofilen mättes i fem punkter utmed en linje vinkelrätt mot fartygets rörelseriktning. I de följande diagrammen är:

$H_{\max}$ = maximala nivåskillnaden mellan på varandra följande vågdal och vågtopp

$T/2$ = halvperioden för ovanstående våg

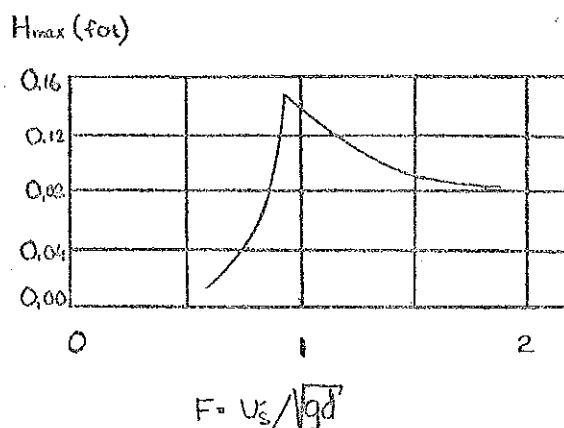
D = båtens djupgående

x = avståndet till långskeppslinjen

L = båtens längd

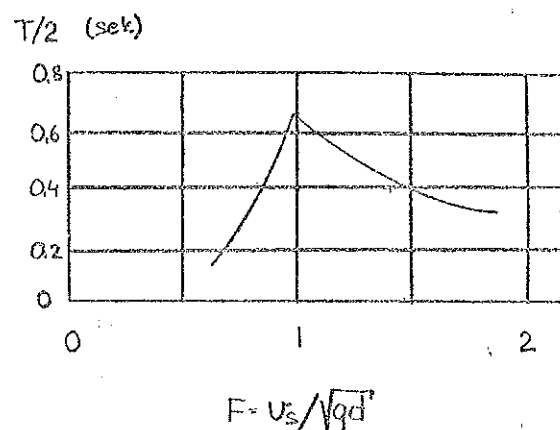
Både våghöjd och halvperiod antar maximala värden vid kritisk hastighet. Vid mycket höga hastigheter närmar sig våghöjden ett konstant värde enligt fig. 16. Figur 18 visar att våghöjden till en början avtar hastigt med avståndet till fartyget men efter ett par fartyglängder antar den nästan ett konstant värde. Johnson fann att halvperioden var oberoende av avståndet från långskeppslinjen. Skärningsvinkeln θ_b stämde i allmänhet överens med de teoretiska värdena.

fig. 16



MAXIMAL VÅGHÖJD SOM FUNKT.
AV FROUDES TAL FÖR EN
MODELL.

fig. 17



HALVPERIODENS LÄNGD SOM
FUNKTION AV FROUDES TAL

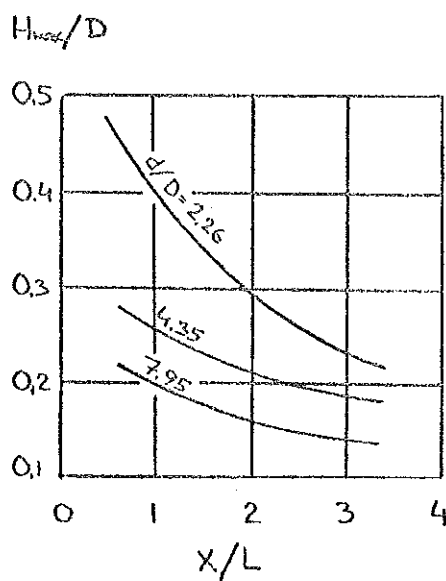


fig. 18

FÖRHÅLLET MAX. VÅGHÖJD-
DJUPGÅENDE SOM FUNKTION AV
RELATIVA AVSTÅNDET FRÅN
SEGLATIONSLINJEN MED DJUP-
DJUPGÅENDE SOM PARAMETER

Av andra har gjorts försök att relatera våghöjden till skrovets form genom att införa olika parametrar. Brebner, Helwig och Carruthers har föreslagit två parametrar, slankhetsradien $L^x/\sqrt{A}$ och vågalstringsbredden A/L^x , där A är tvärsnittsytan av fartygets undervattensskropps midskepps och L^x är längden av den krökta delen av bogen. De lyckades kompensera effekterna av skrovets geometri genom att plotta förhållandet $H/\sqrt{A}$ som funktion av $v/\sqrt{A/L^x}$ för olika värden på slankhetsradien (V = fartygets hastighet). Experimentet utfördes som laboratorieförsök och följande tre fartyg byggdes i skala 1:96.

Namn	Tonnage	Längd L (ft)	Bredd B (ft)	Djupgående D (ft)
Empress of Canada	27.000	650	88	29
M. S. Wearfield	17.600	617	75	37.5
Cape Breton Minor	19.000	680	75	29

Dessa modeller testades i en vågbassäng med hastigheter som varierade mellan 20-35 ft/sek och avståndet mellan mätpunkt och fartyg, x , varierade mellan 155 och 1250 ft allt i skalenliga mått.

För att verifiera resultaten gjordes ytterligare två försök:

1. En modell, CBM, försågs med elektrisk motor och propeller för att man skulle se om de värden man fått med bogsering överensstämde med verkliga förhållanden.
2. En andra modell av CBM byggdes i skala 1:58 för att man skulle kunna se om försöket i 1:96 påverkades av några skal-effekter.

I ett senare försök tog man bort halva längden genom att kapa mittskeppet och sedan foga ihop för- och akterparti igen. Man ville härigenom undersöka hur våghöjden förhöll sig till fartygets längd.

Resultaten blev följande:

Förhållandet mellan våghöjd H och fartygshastigheten v visas i fig. 19. som funktion av t och x , (t = vattendjup). Försöken visar att det inte blir någon skaleffekt eller någon betydelsefull skillnad mellan bogserat och självgående fartyg.

Längden har mycket liten betydelse för våghöjden H . Förhållandet $H/\sqrt{A}$ och $\sqrt{A/L^3}$ visas i fig. 20 för olika värden på slankhetsradien.

CAPE BRETON MINER

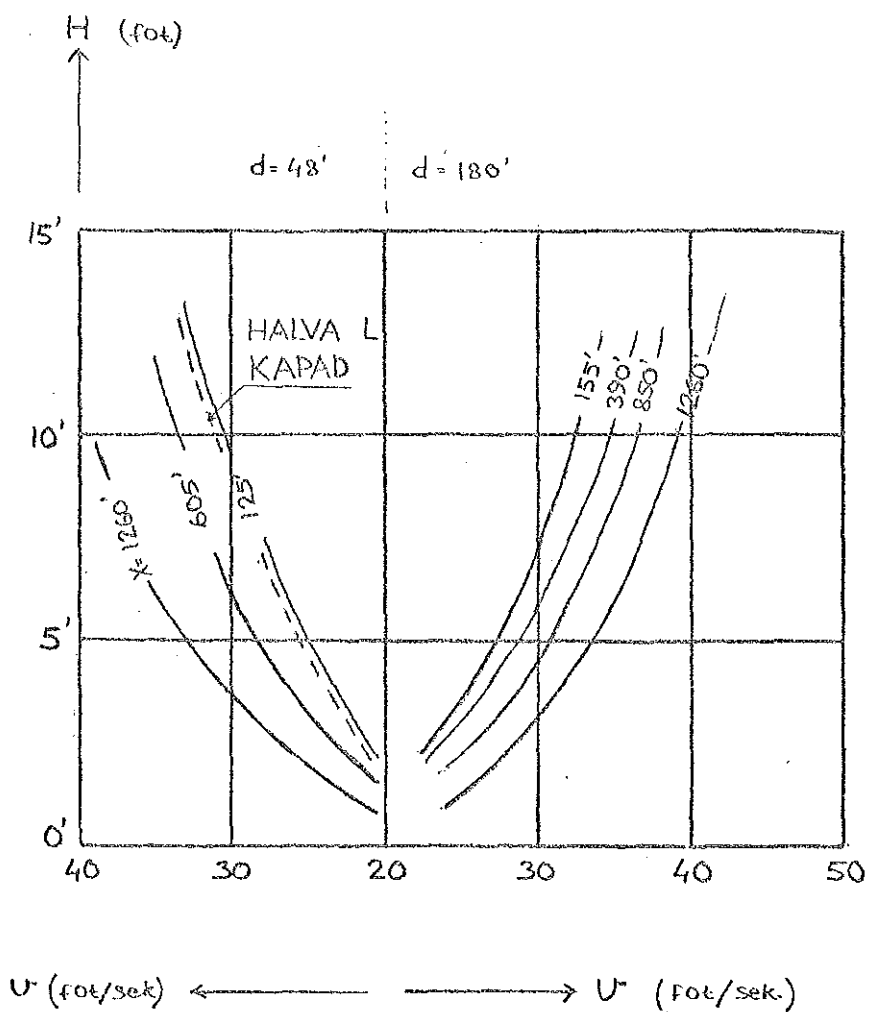


fig. 19

Våghöjd enligt modellförsök.

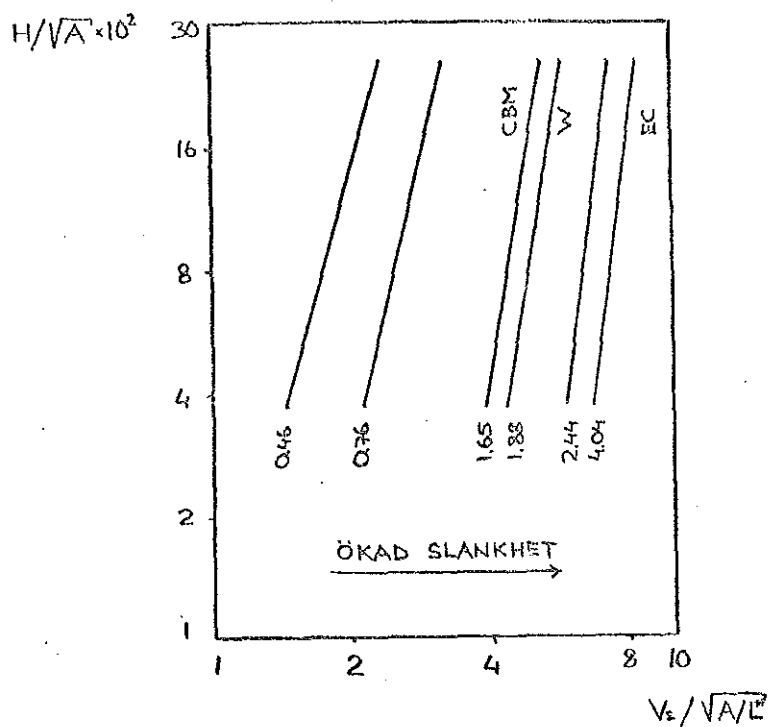


fig. 20

Förhållandet $H/\sqrt{A}$ som funktion av $v_s/\sqrt{A}/L^2$

Vattendjup och avstånd från långskeppslinjen påverkar våghöjden föga jämfört med fartygets hastighet. Längd i vattenlinjen och skrovparametrar så som block-koefficienten står inte i något direkt samband med de genererade vågornas höjd. Slankhetsradie och vågbildande bredd, definierade i det föregående, är mer relevanta parametrar.

3.3.4 Vågbildningsmotstånd

I djupt vatten vid litet Froude-längdtal $F_L = v/\sqrt{gL} < 0,25$ över-skrider fartygets vågbildningsmotstånd knappast 15-20 % av fartygets totala motstånd. Då $v/\sqrt{gL} = 0,35 - 0,50$ är vågbildningsmotståndet drygt hälften av fartygets totala motstånd.

I grunda vattenområden då $F = v/\sqrt{gt} > 0,7$ ökar vågbildningsmotståndet snabbt med hastigheten, och är i allmänhet större än friktionsmotståndet. För måttligt snabba eller långsamma fartyg, dvs fartyg med max. hastigheten i knop $v_{\max} = 0,9 \cdot \sqrt{L}$ visar Taylor att relativa minimidjupet för att man inte skall få någon ökning av motståndet ges av $t_{\min} = 10 \cdot D \cdot v/\sqrt{L}$.

$t_{\min}$ = vattendjup (fot)

D = djupgående (fot)

v = hastighet (knop)

L = fartygets längd (fot)

Då Froudes tal $F > 1$ minskar både det vågproducerande och det totala motståndet.

Koefficienten för det vågproducerande motståndet C_W är i huvudsak beroende av vågbildningsmotståndet och definieras av:

$$C_W = 2 \cdot R_W / \rho \cdot s \cdot v^2$$

R_W = vågbildningsmotståndet

s = skrovets våta yta

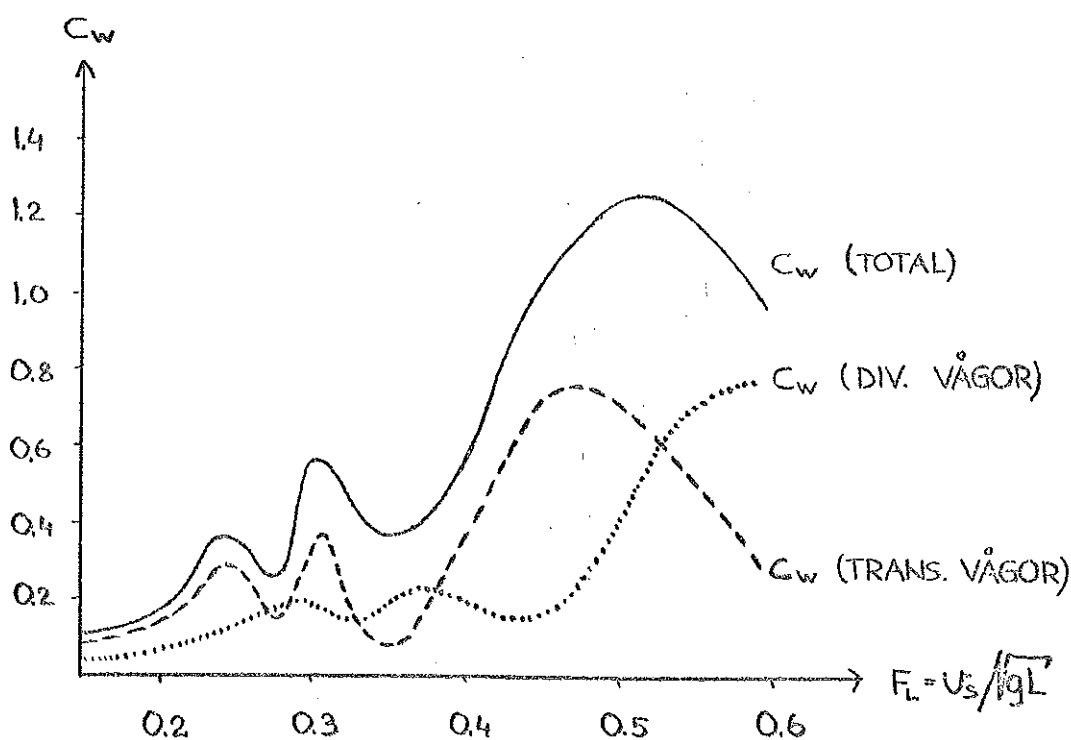


fig. 21

Motståndskoefficienten C_w som funktion av F_L beräknad för ett idealiserat skrov på djupt vatten.

Topparna och dalarna i Fig. 21, speciellt för det transversella vågmotståndet, beror på växelverkan mellan bog och aktervåg. När de är i fas ökar den resulterande vågens amplitud liksom vågmotståndet, när de är ur fas minskar motståndet. Vid mycket små Froudelängdtal är bogvågorna mycket låga, när de når det ställe där aktervågorna genereras och effekten av växelverkan är försumbar.

När den kritiska hastigheten överskrides och vågorna lämnas efter, erhålles en plötslig minskning av vågbildningsmotståndet. Accelerationen kan bli så stor att olyckor inträffar. Motståndet på grunt vatten blir vid en viss fart lägre än på djupt vatten. Principiella motståndskurvor beräknade av Havelock återfinns i Fig. 22, där L är fartygets längd.

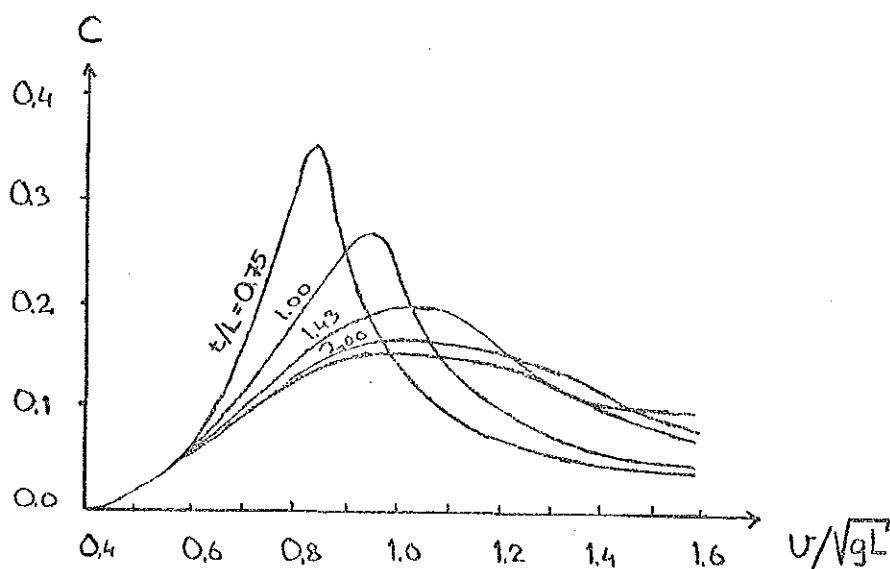


fig. 22

Motståndet för olika förhållande på t/L som funktion av F_L enligt Havelock.

3.4 Fartygsgenererade vågor i kanaler

3.4.1 Kanaleffekten

Som förut nämnts förorsakar en kanals begränsade utsträckning i sidled en ökning av vattenhastigheten förbi skrovet, en tryckökning i för och akter och större minskning av trycket midskepps än vad som är fallet under fria förhållanden. Den ökning av vågamplituden som detta medför är inte enbart beroende av de grundvatteneffekter som indikeras av Froudes tal. När vågsystemet träffar kanalstranden kommer det att genomgå en del- eller totalreflektion beroende på strandens geometri eller genomtränglighet.

Om kanalen är prismatisk med rektangulärt tvärsnitt kommer det reflekterade vågmönstret att vara en spegelbild av det inkommande vågsystemet. Allteftersom strandgeometrin ökar i komplexitet blir det reflekterade vågmönstret mycket komplicerat och i allmänhet omöjligt att förutse i detalj. Vid låga Froudes längdtal $F_L = v/\sqrt{gL}$, L = fartygets längd är de genererade vågorna korta i förhållande till skrovlängden och midskeppssektionen är av mindre betydelse än för och akter vad det gäller uppkomsten av vågmönstret.

3.4.2 Beräkningsmetoder enligt Römisch

Modellförsök för att bestämma sambandet mellan fartyg, hastighet, kanaltvärnsnitt och vattennivåändring utfördes av K. Römisch på följande sätt:

Man hade 4 trapetsformade kanaler med olika tvärsnitt och längd, vari man undersökte åtta olika modellbåtar, sex havsgående (skala 1:30), en för inlandsvatten (skala 1:10) och en bogserbåt (skala 1:12,5). Dessa båtar bogserades på vanligt sätt. För jämförelsens skull utrustades två båtar med motorer. Vid varje försök mätte man våghöjden intill stranden samt vid fören och aktern. Vattenytans nivåändring mättes med en flytande pegel som var kopplad till en automatisk skrivare, avsänkningen mättes dessutom med en fotogrammetrisk metod.

När man ritade upp våghöjden som funktion av båtens hastighet på dubbellogaritmiskt papper så bildade de enskilda mätpunkterna under varandra parallella kurvor som påminde om enkla, exponentialfunktioner. Ur denna sammanställning fick man fram följande våghöjdsfunktion:

$$H = C \cdot v^{3,5} \quad \text{förutsättning: } v < v_{\text{krit}}$$

H = våghöjden (m) i det lodräta plan som går genom strandfoten,
se fig. 23

$$C = \text{konstant} \quad (s^{3,5}/m^{2,5})$$

v = fartygshast. (m/s):

$$H = \Delta S_B + \Delta t$$

ΔS_B = vattennivåhöjning

Δt = vattennivåsänkning

Konstanten C beräknas ur formeln (Se Römisch för härledning):

$$C = \xi \cdot k \cdot (0,1 \cdot \varphi \cdot g \cdot t_m)^{-0,75}$$

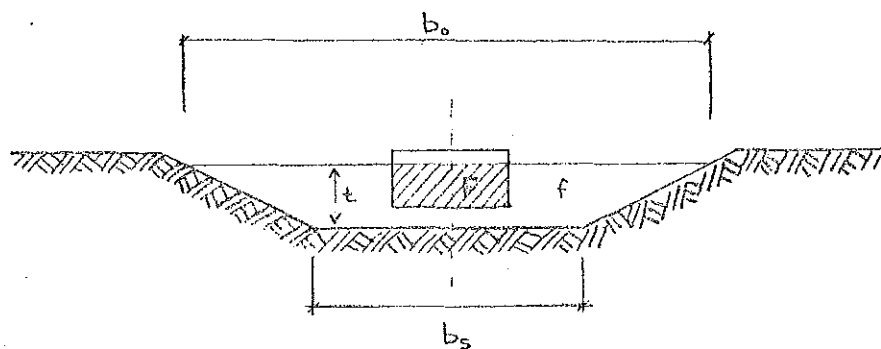


fig. 23

Tvärsnitt av kanalen.

 b_s = bottenbredd b_o = ytvattenbredd f = ostörd kanalarea (m^2) F = fartygets tvärsnittsarea (m^2) $t_m = \frac{f}{b_o}$ medeldjup $n = \frac{f}{F}$ tvärsnittsförhållande $\alpha = \frac{1}{n} + 0,05$

$$\varphi = \frac{(1 - \alpha)^2}{1 - (1 - \alpha)^2}$$

 $\xi = 0,6 \cdot e^{(2,08 \cdot t_m/b_o)}$ korrektionsfaktor
 $e = 2,71821$

$$k = f(n); \quad k = \left\{ \left[\delta_o - \alpha(\delta_o - 1) \right] \cdot \left[0,4\alpha + \alpha^2 + 9\alpha^4 \right] \cdot \left[1 + 0,1 \cdot \varphi \right] + \frac{1}{\varphi} \right\} \cdot \frac{1}{2g}$$

 $\delta_o = 1,30$ (formberoende)

Våghöjdsekvationen kan alltså skrivas på formen:

$$H = \xi \cdot k \cdot (0,1 \cdot \varphi \cdot g \cdot t_m)^{-0,75} \cdot v^{3,5}$$

För att förenkla användandet av denna formel har Römisch framställt ett nomogram varur H lättare kan bestämmas, se bilaga 2.

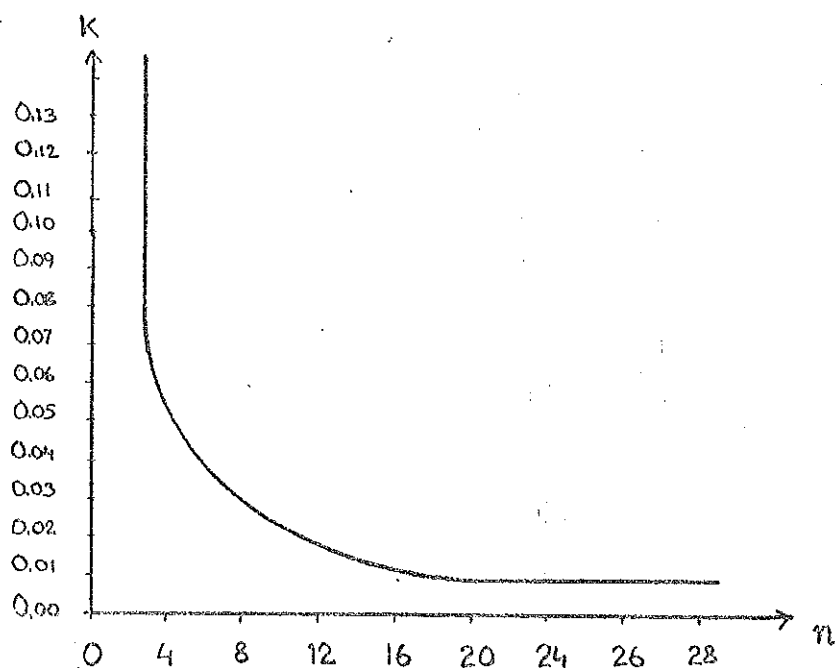


fig. 24

Faktorn k som funktion av n .

Med den på ovanstående vis beräknade våghöjden menas maximala vattennivåskillnaden i närheten av stranden då ett fartyg med konstant hastighet $v < v_{\text{krit}}$ rör sig i en rak kanal med symmetriskt tvärsnitt.

Om fartygets hastighet är större än den kritiska fås våghöjden H genom följande ansats:

$$H = H^x \cdot \left\{ v/v_{\text{krit}} \right\}^{2.5} \quad \text{förutsättning: } v_{\text{krit}} < v < 1.2 \cdot v_{\text{krit}}$$

$$H^x = c \cdot v_{\text{krit}}^{3.5}$$

$$v_{\text{krit}} = K \cdot \sqrt{gt}; \quad K < 1$$

Den kritiska hastigheten v_{krit} uppnås när det sker en kraftig ombildning av strömningsmönstret under och bredvid fartyget, strömningen blir instationär, de yttre tecknen på detta är att fartyget ändrar sin trimningsvinkel i längskeppsled, motståndet stiger och det sekundära

vågssystemet växer kraftigt. Våghöjden H sammansätts i detta fall av den maximala vattennivåsänkningen Δt bredvid fartyget och maximala vattennivåhöjningen ΔS_s till följd av det sekundära vågsystemet $H = \Delta t + \Delta S_s$ då $v > v_{\text{krit}}$.

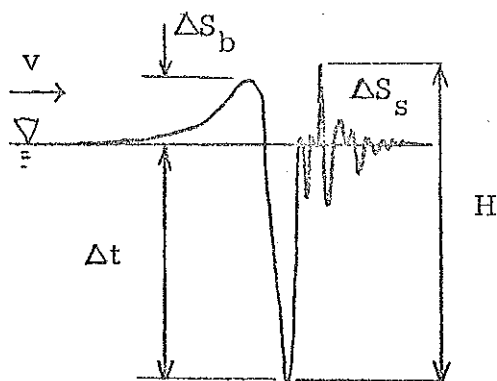


fig. 25

Vågmönstret då $v > v_{\text{krit}}$.

Förhållandet mellan vattenytans höjning ΔS och dess avsänkning Δt förhåller sig som :

$$\Delta S_b / \Delta t = 0,1; \quad v < v_{\text{krit}}$$

$$\Delta S_s \cdot \Delta t = 0,3; \quad v > v_{\text{krit}}$$

Beräkningen av den kritiska hastigheten görs med formeln (härledning se Römisch):

$$\left\{ \frac{v_{\text{krit}}^2}{gt} \right\}^3 + \left\{ \frac{v_{\text{krit}}^2}{gt} \right\} \cdot 6 \left(1 - \frac{1}{n} \right) + \left\{ \frac{v_{\text{krit}}^2}{gt} \right\} \cdot \left\{ 12 \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right)^2 - 27 \right\} + 8 \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right)^3 = 0$$

Ekvationen är framtagen genom att man beräknat största möjliga avrinning förbi fartyget i en kanal. Denna kubiska ekvation löses enklast med "Regula falsi". Värdet på $K = v_{\text{krit}} / \sqrt{gt}$ är enbart en funktion av tvärsnittsförhållandet n .

$n = 1 \Rightarrow K = 0$; $n = \infty \Rightarrow K = 1, 0$. Vid fria förhållanden blir den kritiska hastigheten $v_{\text{krit}} = \sqrt{gt}$ medan i en kanal man får en kritisk hastighet $v_{\text{krit}} < \sqrt{gt}$.

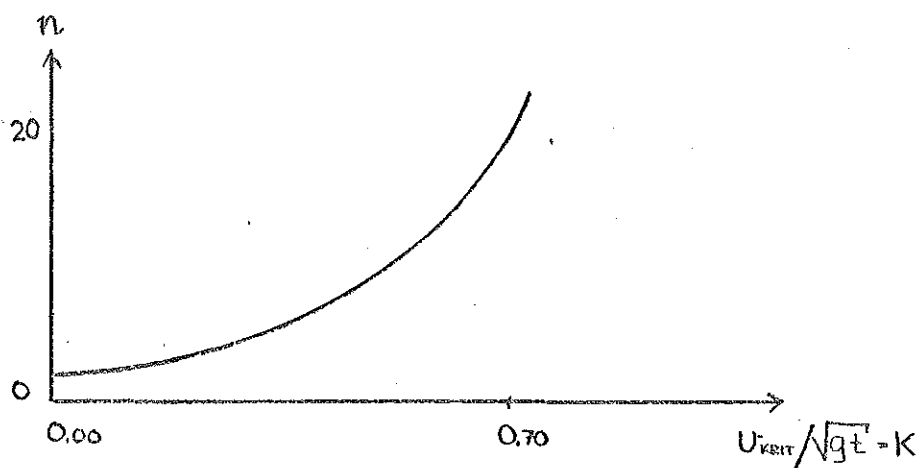


fig. 26

Kritisk hastighet vid kanalförhållanden.

Römisch har även undersökt våghöjden i följande tre fall:

1. Våghöjdens förändring över kanaltvärnsnittet
2. Våghöjdens förändring om fartyget ej går mitt i kanalen
3. Våghöjdens förändring om ett fartyg kör om ett annat i kanalen

1. Våghöjden H_e på godtyckligt avstånd från kanalaxeln förhåller sig till våghöjden H intill stranden enligt följande empiriska samband:

$$H_e = \mathcal{E} \cdot H$$

$$\mathcal{E} = e^{-q} \quad \text{avståndskoefficient}$$

$$e = x / \frac{1}{2} b_s$$

x = avståndet till den betraktade vågen från kanalaxeln i m

b_s = kanalens bottenbredd i m

$$q = 0,0066 \cdot n^{1,8}$$

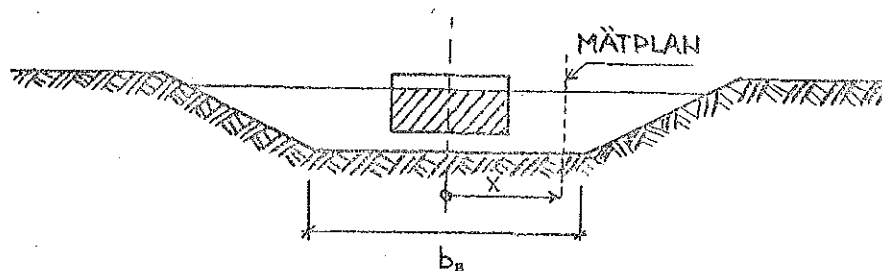


Fig. 27

Bestämning av våghöjdsvariationen över kanaltvårsnittet.

2. När fartyget ej går längs mittlinjen förstoras våghöjden både då fartyget går bortom och hitom kanalmitten från mätpunkten sett. Förstoringen när fartyget går bortom mitten är dock så liten att man kan bortse från den. För det fall då fartyget går hitom kanalmitten ges våghöjden H_a vid strandkanten ur ekvationen:

$$H_a = \Psi \cdot H$$

$\Psi = m \cdot a + 1$ (lägeskoefficient)

$$a = z / \frac{1}{2} b_s$$

z = avståndet mellan skepps- och kanalaxel

$$m = 0,0086 \cdot n^{2,5}$$

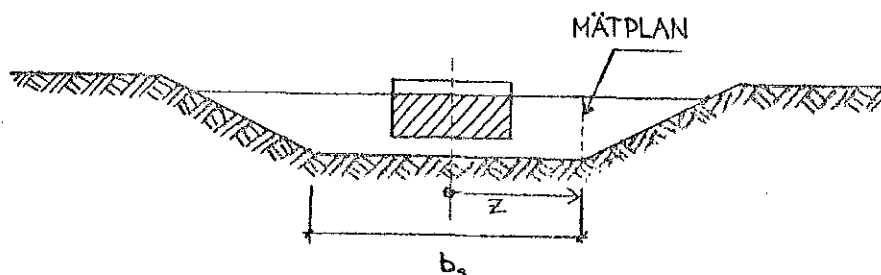


fig. 28

Bestämning av våghöjden H_a då fartyget ej går i kanalmitten.

3. När två fartyg rör sig bredvid varandra i samma riktning i kanalen kan våghöjd och kritisk hastighet beräknas med hjälp av föregående formler genom att föra in summan av fartygens tvärsnittsytta. Avståndet mellan fartygen har i allmänhet så liten betydelse att man kan bortse från det.

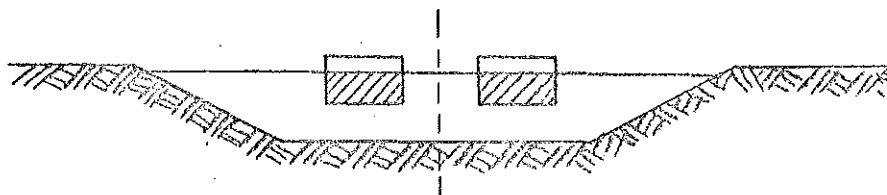


fig. 29

Våghöjden om två fartyg samtidigt befinner sig i kanalen.

3.4.3 Resultat från Römisch' fältmätningar

Römisch utförde även försök i verkligheten. Han mätte våghöjden i en kanal då järnvägsfärjan Sassnitz passerade. Mätningarna gick ut på att undersöka hur ekvationen $H = C \cdot v^{3,5}$ stämde med försök utförda i verkligheten. På grund av ett oregelbundet kanaltvårsnitt kunde man knappast vänta sig att finna en fullständig överensstämmelse med ekvationen som är uppställd för en kanal med likformigt tvårsnitt. Trots detta fann man en relativt god överensstämmelse mellan teori och försök, vilket utgör bevis för formelns praktiska användbarhet. Anmärkningsvärt i detta sammanhang var att den givna ekvationen för bestämning av våghöjd vid färd utanför kanalmitt också gick att använda vid en osymmetrisk kanalprofil.

Förutom att undersöka våghöjderna vid bestämda ställen var en av huvudanledningarna med försöken att undersöka huruvida denna vågrörelse kunde sättas lika med den därvid uppkomna vertikallrörelsen hos förtöjda fartyg. Detta förhållande undersöktes på ett 12 000-tons lastfartyg. Det visade sig härvid vara en relativt god överensstämmelse.

melse mellan vattennivåförändringen och den omtalade vertikala fartygsrörelsen. Detta förhållande är speciellt betydelsefullt för den praktiska användningen av våghöjdsekvationen då man med hjälp av denna ekvation kan få fram inverkan på i kanalen förtöjda fartyg vid passage av ett annat fartyg.

Omvänt kan man bestämma maximalt tillåten hastighet utgående från tillåten rörelse hos förtöjda fartyg i kanalen. För att förtydliga denna kraftiga rörelse hos det förtöjda fartyget kan nämnas att då det passerande fartyget hade en hastighet av 13 knop brast fem förtöjningslinor.

En annan intressant sak i detta sammanhang är att färjan Sassnitz trots att maskinen gick på full fart endast uppnådde en hastighet av mellan 12,9 och 13,3 knop fastän den på obegränsat vatten har hastigheten 19 knop. Detta visar att om fartyget inte har tillräckligt kraftig maskin kan det aldrig uppnå en hastighet större än sin kritiska. Den beräknade kritiska hastigheten låg nämligen på mellan 13,0 och 13,1 knop. Även på denna punkt fann alltså Römisch överensstämmelse mellan teori och praktik.

Man måste i området omkring kritiska hastigheten ta extra hänsyn till stranderosion och skador på anläggningar vid denna hastighet kraftigt förstoras. Som exempel kan nämnas att vid en hastighet av 10 knop fick Römisch en våghöjd på 0,30 m. Ökades hastigheten med bara 3 knop till 13 knop så fick man en våghöjd på 0,90 m dvs en tredubbling.

4. FÄLTMÄTNINGAR I GÖTA ÄLV

Under några dagar i april 1976 utförde vi mätningar i Göta Älv vid Nyebro färja ett par mil norr om Göteborg. Plan över mätstället se bilaga 3. Avsikten med dessa fältmätningar var att se om vi kunde få någon överensstämmelse mellan försök utförda i Göta Älv och Römisch' formler.

Vår första åtgärd var att skicka efter en sektion på aktuellt mätställe från kanalkontoret i Trollhättan, se bilaga 4. Den mätutrustning vi använde oss av tillhörde institutionen för vattenbyggnad, CTH. Mätutrustningen bestod av:

1. Två stycken våghöjdsrätare. Dessa består av två parallella elektroder som delvis sänks ned i vattnet. Hur stor längd som är neddoppad bestäms med hjälp av ledningsförmågan hos elektrodparet i vattnet.
2. En linjariserad förstärkare.
3. En skrivare.

Var mätutrustningen var uppsatt visas i Fig. 30.

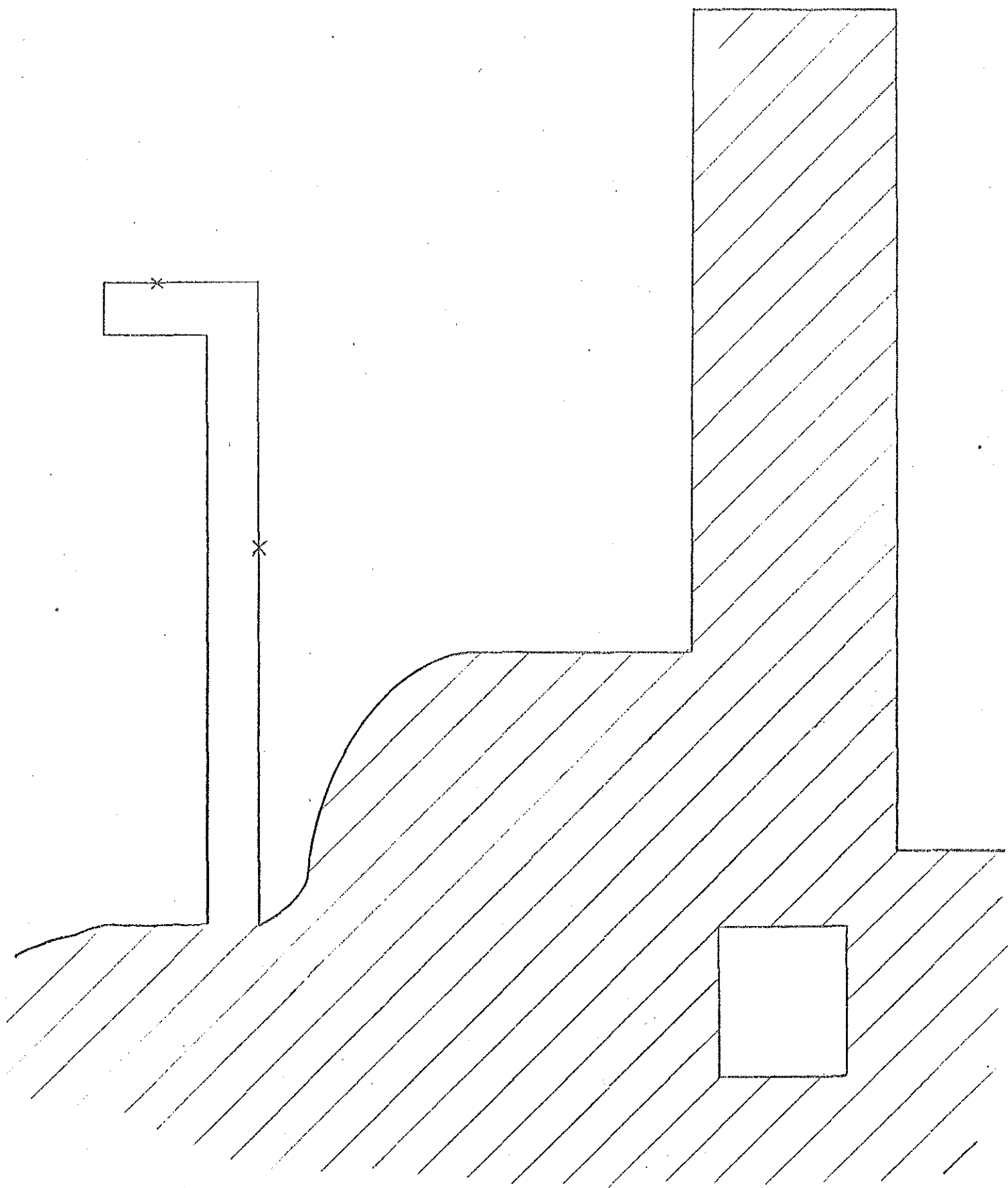


fig. 30

Mätutrustningens anordnande.

Skala 1 : 100

Våghöjdsrätarna placerades i vattnet från en brygga 6,9 respektive 12,3 m från stranden. Vattendjupet i rätpunkterna var 0,75 respektive 1,8 m. De passerande fartygens hastighet mättes från stranden genom att ta tiden på en 64,5 m lång sträcka. Detta var inget problem eftersom kanalen vid mätstället var helt rak och fartygen gick parallellt med stranden. Fartygens namn och lastläge antecknades varefter nödvändiga uppgifter om respektive fartyg togs ur Lloyd's Register of Shipping. Våghöjdsrätarna kalibrerades så att 1 cm på papperet motsvarade 5 cm i verkligheten. Papperets frammatningshastighet var 30 cm/min. Exempel på mätresultat visas i figur 32.

Vid beräkningarna använde vi oss ej av Römisch nomogram utan vi räknade fram värdena enligt formler angivna i kapitel 6.4. Kanal-tvårsnittet var någorlunda symmetriskt vid mätstället men gjordes helt symmetriskt genom en liten approximation, se bilaga 5.

Strax norr om vår mätplats, 6 m, sköt det ut två 6 m långa landtungor, en på var sida om kanalen. Detta måste påverka strömningstillståndet i kanalen och därmed vattennivåändringen. Av denna anledning ansåg vi oss tvungna att införa ytterligare en approximation av kanal-tvårsnittet, se bilaga 6. Dessutom var vattennivån vid mätstillfället 28 cm under den normala. Tvärsnittsarean ändrade sig härigenom från 503 m^2 enligt det ursprungliga tvärsnittet till 449 m^2 enligt approximation 2 och ytvattenbredden från 130 m till 96 m. Det visade sig att införandet av approximation 2 endast förändrade våghöjden med 1 cm jämfört med approximation 1.

Enligt uppgift från Trollhätte Kanalverk varierade vattenföringen under våra mätningar mellan $122\text{--}130 \text{ m}^3/\text{sek}$. Vid Nyebro färja innebär det att strömhastigheten varierade mellan $0,272 - 0,290 \text{ m}/\text{sek}$. Vi approximerar vattnets hastighet till $0,28 \text{ m}/\text{sek}$. För båtar som går motströms adderar vi detta värde till båtens hastighet över grund, för båtar som går medströms subtraherar vi detta värde.

Beräkningarna är utförda i tabellform i tabell 1 och 2.

Fartyg (färdriktning)	L x B x D	F = B x D (m ²)	f kanalarean (m ²)	n = f/F	t _m = f/b _o	K = f(n)	$\alpha = \frac{1}{n} + 0,05$	$\varphi = \frac{(1 - \alpha)^2}{1 - (1 - \alpha)^2}$	$(2,08 \cdot \frac{t_m}{b_o})$ = 0,6 · e
THUN- TANK IV Nordgående	78,6 x 11,5 x 5,4	62,1	449	7,23	4,68	0,035	0,188	1,93	0,6636
ULRIKEN Nordgående	77,6 x 11,5 x 5,75	66,13	449	6,8	4,68	0,036	0,197	1,82	0,6636
KORALLE Nordgående	57,2 x 10,0 x 3,66	36,6	449	12,3	4,68	0,021	0,131	3,08	0,6636
WESTBRIS Nordgående	56,6 x 9,6 x 3,21	30,8	449	14,6	4,68	0,019	0,119	3,49	0,6636
GERDA BRES Nordgående	64,2 x 11,0 x 3,6	39,6	449	11,3	4,68	0,024	0,139	2,88	0,6636
HEINRICH EHLER Sydgående	72,5 x 10,0 x 3,8	38,0	449	11,8	4,68	0,023	0,135	2,98	0,6636
NEPTUN Sydgående	71,2 x 12,3 x 4,5	55,35	449	8,1	4,68	0,030	0,174	2,15	0,6636

Tabell 1

Beräkning av våghöjd

FARTYG	$(0,1 \cdot \varphi \cdot g t_m)^{-3/4}$	$C = K \cdot (0,1 \cdot g t_m)^{-3/4}$	v (m/s) Över grund	v (m/s) Genom vatten	$v^{3,5}$ Genom vatten	$H_{ber} = C \cdot v^{3,5}$ (m)	$H_{uppmätt}$ (m)	$v_{krit}/\sqrt{gt}$ ur diagram	v_{krit} m/s (knop)
THUNTANKIV	0,195	$4,52 \cdot 10^{-3}$	2,39	2,67	31,10	0,140	0,31	0,56	4,64 (9,0)
ULRIKEN	0,204	$4,86 \cdot 10^{-3}$	2,22	2,50	24,70	0,120	0,15	0,54	4,47 (8,7)
KORALLE	0,137	$1,91 \cdot 10^{-3}$	3,07	3,35	68,81	0,131	0,21	0,65	5,39 (10,5)
WESTBRIS	0,125	$1,57 \cdot 10^{-3}$	2,75	3,03	48,42	0,076	0,16	0,67	5,55 (10,2)
GERDA BRES	0,144	$2,29 \cdot 10^{-3}$	2,48	2,76	34,93	0,079	0,14	0,64	5,30 (10,3)
HEINRICH EHLER	0,141	$2,15 \cdot 10^{-3}$	2,69	2,41	21,73	0,046	0,12	0,65	5,34 (10,4)
NEPTUN	0,180	$3,58 \cdot 10^{-3}$	2,74	2,36	20,19	0,072	0,34	0,59	4,89 (9,5)

Tabell 2

Beräkning av våghöjd

Som synes i tabellen fick vi dålig överensstämmelse mellan beräknade värden H_{ber} och uppmätta värden $H_{\text{uppmätt}}$. En av anledningarna till detta är att i Römisch formler beräknas våghöjden i bankfoten medan vi gjorde våra mätningar betydligt närmare stranden, se figur 31.

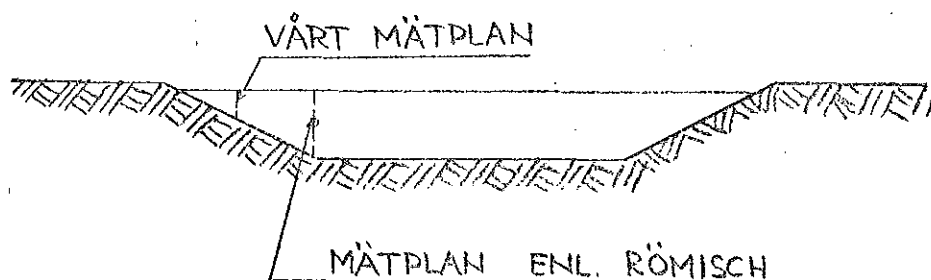


fig. 31

Det var för oss praktiskt omöjligt att mäta vid bankfoten då detta skulle inneburit att vi befunnit oss 45 m från stranden.

När vågor rullar in mot en grund strand får man en förstoring av amplituden enligt bilaga 7. Detta bör även i viss utsträckning gälla för det primära vågsystemet, vilket kanske kan förklara varför vi fick så dålig överensstämmelse mellan teori och praktik. Reflexion och diffraktion kring den utstickande udden har säkert också bidragit. Med hjälp av tabeller ur BEACH EROSION BOARD, Shore Protection Planning and Design (1961) kan man beräkna hur mycket våghöjden förstoras då vågor rullar in mot en långgrund strand, se bilaga 7.

Styrande parametrar för beräkningen av förstoringen på grunt vatten är vattendjupet t samt våglängden λ vid mätstället. Genom att beräkna kvoten $t/\lambda (= d/L)$ i tabellen) får man fram förhållandet H/H_0' där H är våghöjden vid mätstället och H_0' våghöjden på djupt vatten. Svårigheten var att entydigt kunna definiera våglängden λ i mätresultatet. Hur vi gick tillväga visas i fig. 32.

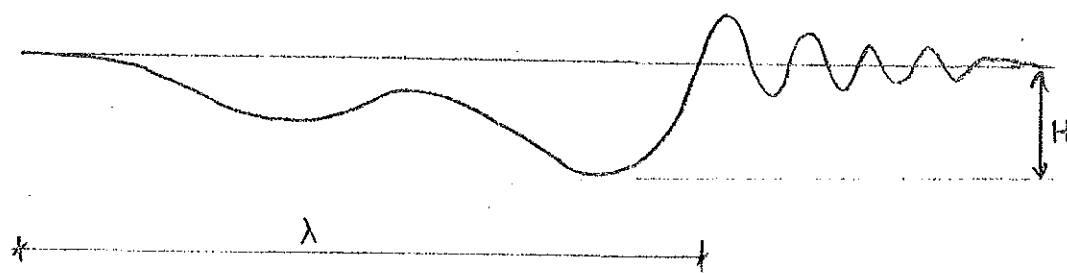


fig. 32

Definition av våglängden λ .

Det är alltså inte någon våglängd i egentlig bemärkelse vi använt oss av. I stället betraktade vi hela det primära vågsystemet som en enda lång våg vars längd just är λ .

Resultatet av beräkningarna visas i tabell 3. I beräkningarna har vi endast använt oss av den yttre våghöjdsjäkaren där vattendjupet t var 1,8 m. Vid den inre jäkaren var djupet endast 0,8 m vilket gav alltför oregelbundna värden för att dessa skulle kunna användas.

Fartyg	Våglängd λ (m)	t (m)	t/ λ	H/H' ₀ (bilaga 8)	$H_{\text{korrr}} = \frac{H}{H_0} \cdot H_{\text{ber}}$ (m)	H _{uppmätt} (m)	$\Delta H = H_{\text{korrr}} - H_{\text{uppmätt}}$ (m)
THUNTANK IV	262,9	1,80	0,00685	3,41	0,48	0,31	0,17
ULRIKEN	301,9	1,80	0,00596	3,67	0,44	0,15	0,29
KORALLE	128,9	1,80	0,01396	2,39	0,31	0,21	0,10
WESTBRIS	275,0	1,80	0,00655	3,50	0,27	0,16	0,11
GERDA BRES	203,4	1,80	0,0085	3,00	0,23	0,14	0,09
HEINRICH EHLER	263,6	1,80	0,00683	3,42	0,15	0,12	0,03
NEPTUN	460,3	1,80	0,00391	4,5	0,32	0,34	-0,02

Tabell 3 Beräkning av förstöringsfaktor

5. SLUTSATS

I sista kolumnen i tabell 3 kan man avläsa det fel vi fått mellan mätningarna och en teoretisk beräkning av våghöjden. Mätta och beräknade värden visar relativt god överensstämmelse utom för "Ulriken". I några fall är överensstämmelsen t o m mycket bra.

Det finns i huvudsak tre felkällor:

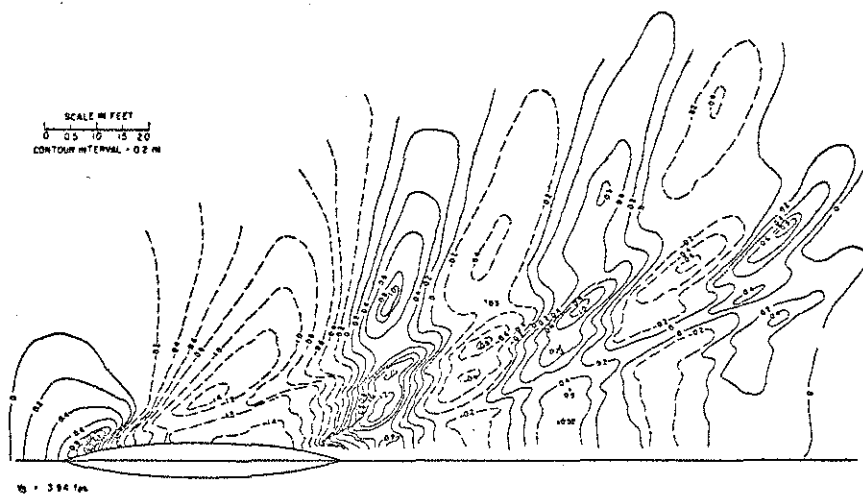
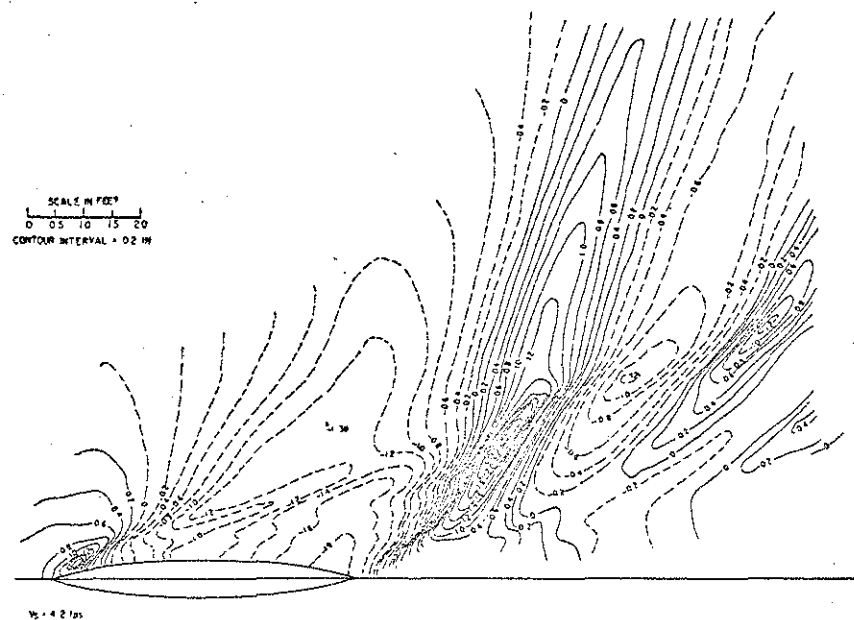
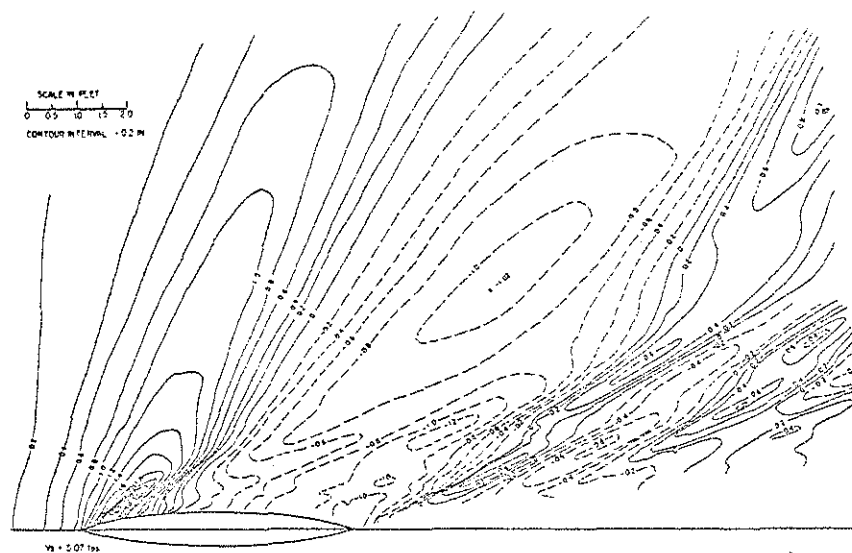
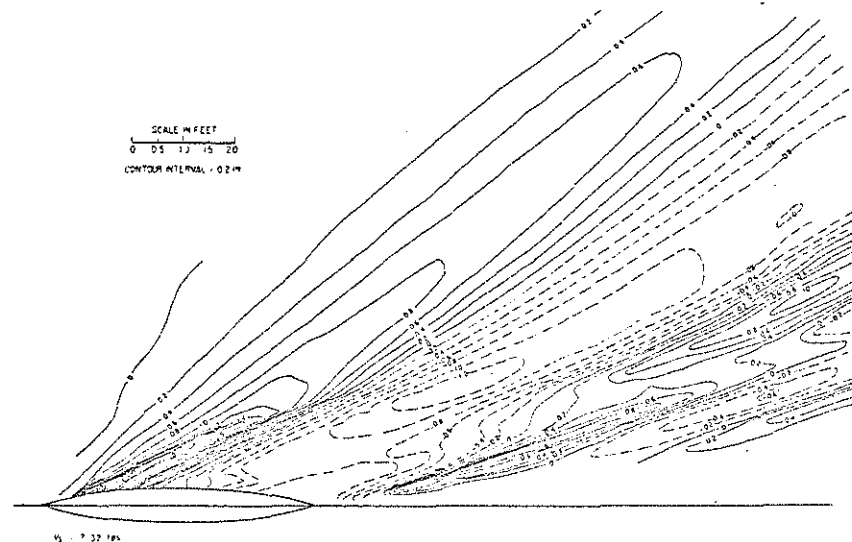
- 1) Metoden att beräkna en förstöringsfaktor på grund av den långa grunda stranden är mycket tvivelaktig. Dessutom kunde våglängden λ ej entydigt definieras.
- 2) Vi hade ingen möjlighet att avgöra om fartyget gick mitt i kanalen. Om något fartyg hade gått närmare mätsidan hade ytterligare en förstöringsfaktor tillkommit i beräkningarna.
- 3) Vattnet i kanalen var strömmande. Hur detta inverkar på vattennivåändringen är ej helt utrett. I våra beräkningar kunde vi ej finna något entydigt samband mellan om fartygen gått norrut (motströms) eller söderut (medströms). Det verkar dock som om nivåändringen blev mindre då fartygen gick söderut.

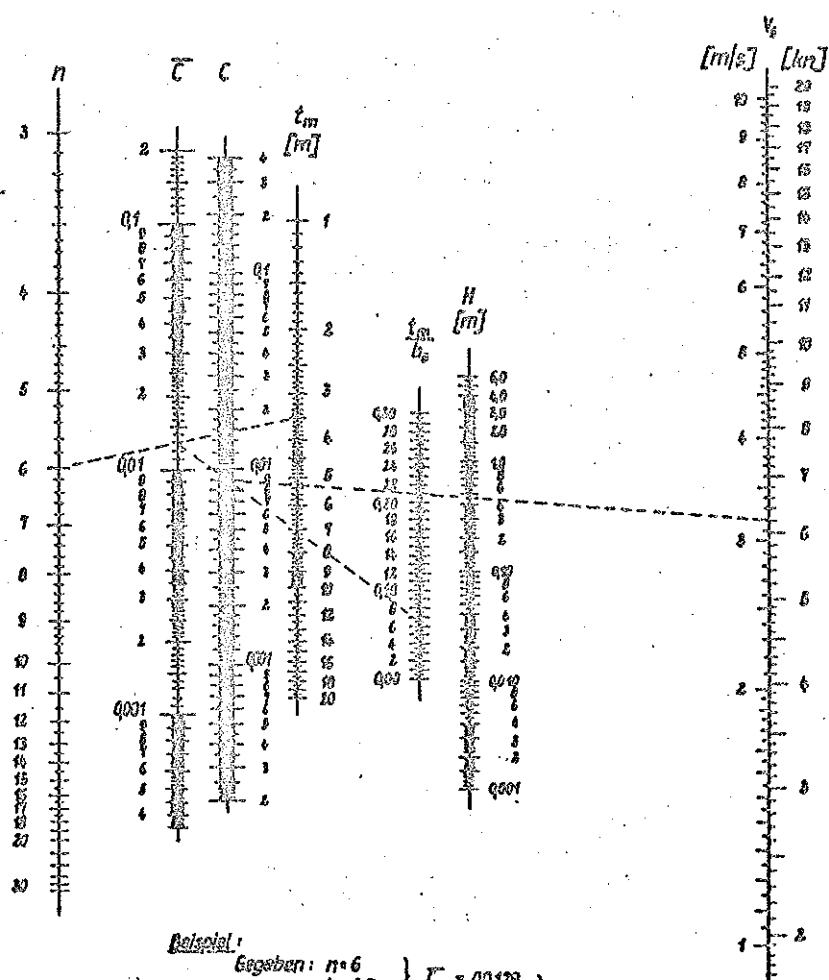
Trots osäkerheten i förutsättningarna får man ändå anse Römisch' beräkningsmetod riktig. Om vi hade befunnit oss på ett annat ställe i kanalen där strandlutningen varit större eller vid bankfoten så att vi helt hade kunnat bortse från förstöringsfaktorns inverkan hade vi antagligen fått ännu bättre överensstämmelse mellan beräknade och uppmätta värden.

LITTERATURFÖRTECKNING

1. BREBNER, A., HELWIG, P.C., and CARRUTHERS, J.,
"Waves produced by ocean-going vessels: A laboratory and
field study", Proceedings, Tenth conference on coastal
engineering, Chap. 28, Tokyo, Japan, 1966, pp. 455-465.
2. CEDERWALL, K., VÅGOR, Intern skrift nr
Inst.f. vattenbyggnad, CTH
3. DAS, M.M., and JOHNSON, J.W., "Waves generated by
large ships and small boats", Proceedings, Twelfth conference
on coastal engineering, Chap. 25, Washington D.C. 1970
4. FALKEMO, C., "Fartygs sjöegenskaper och manövrering",
Kompendium i skeppshydromekanik för allmän kurs och fort-
sättningskurs. Inst.f. skeppshydromekanik, CTH.
5. GUILLOTON, R.S., "The waves generated by a moving buoy".
Transactions, Institute of Naval Architects, Vol. 102, 1960,
pp. 157-173.
6. HAY, D., "Ship waves in navigable waterways", Proceedings,
Eleventh conference on coastal engineering, Chap. 95, London,
England, 1968, pp. 1472-1487.
7. JOHNSON, J.W., "Ship waves in navigation channels", Proceedings,
Sixth conference on coastal engineering, Chap. 40, 1958, pp 666-690.
8. OMANN, J., und RÖMISCH, K., "Verkehrswasserbauliche
Messungen bei einem Naturversuch mit dem Fährschiff Sassnitz
im Seekanal Rostock", Seewirtschaft, 2. Jahrgang, Heft 9,
Sep. 1970.
9. RÖMISCH, K., "Berechnungsverfahren zur praktischen Ermittlung
der in einem Kanal durch ein fahrendes Schiff hervorgerufenen
maximalen Wasserspiegelschwankungen", Schiffbautechnik,
18. Jahrgang, Heft 5, Maj 1968, Berlin.

10. SCHMIDT-STIEBITZ, "Die Abhängigkeit des Schiffswiderstandes von Flachwasser bedingten Umströmungs- und Wasserspiegelveränderungen", Schiff und Haffen, 18. Jahrgang, Heft 6, Juni 1966.
11. SORENSEN, R.M., "Investigation of ship-generated waves", Journal of the Waterways and Harbours Division, ASCE, Vol. 93, No. WW 1, Feb. 1967, pp. 85-99.
12. SORENSEN, R.M., "Stereophotogrammetric analysis of wave surfaces", Journal of the Hydraulic Division, ASCE, Vol 94, HY 1, Jan. 1968, pp. 181-194.
13. SORENSEN, R.M., "Waves generated by model ship Hull", Journal of the Waterways and Harbours Division, ASCE, Vol. 95, No. WW 4, Nov. 1969, pp. 513-538.
14. SORENSEN, R.M., "Water waves produced by ships", Journal of the Waterways, Harbours and Coastal Engineering Division, ASCE, Vol 99, No WW 2, May 1973, pp. 245-256.
15. SORENSEN, R.M., "Ship-generated waves", Advances in Hydroscience, Academic Press, New York, N.Y., Vol 9, 1973
16. URSELL, F., "On Kelvin's ship wave pattern", Journal of fluid mechanics, Vol. 8, Part 3, London, England, 1960
17. WAUGH, R.G. Jr., "Water Depths required for ship navigation", Journal of the Waterways, Harbours and Coastal Engineering Division, ASCE, Vol 97, No. WW 4, Nov. 1971, pp. 671-686.

FIG. 8.—SURFACE CONTOURS, RUN NO. 4 ($F = 0.85$)FIG. 9.—SURFACE CONTOURS, RUN NO. 5 ($F = 0.91$)FIG. 10.—SURFACE CONTOURS, RUN NO. 8 ($F = 1.09$)FIG. 11.—SURFACE CONTOURS, RUN NO. 10 ($F = 1.58$)

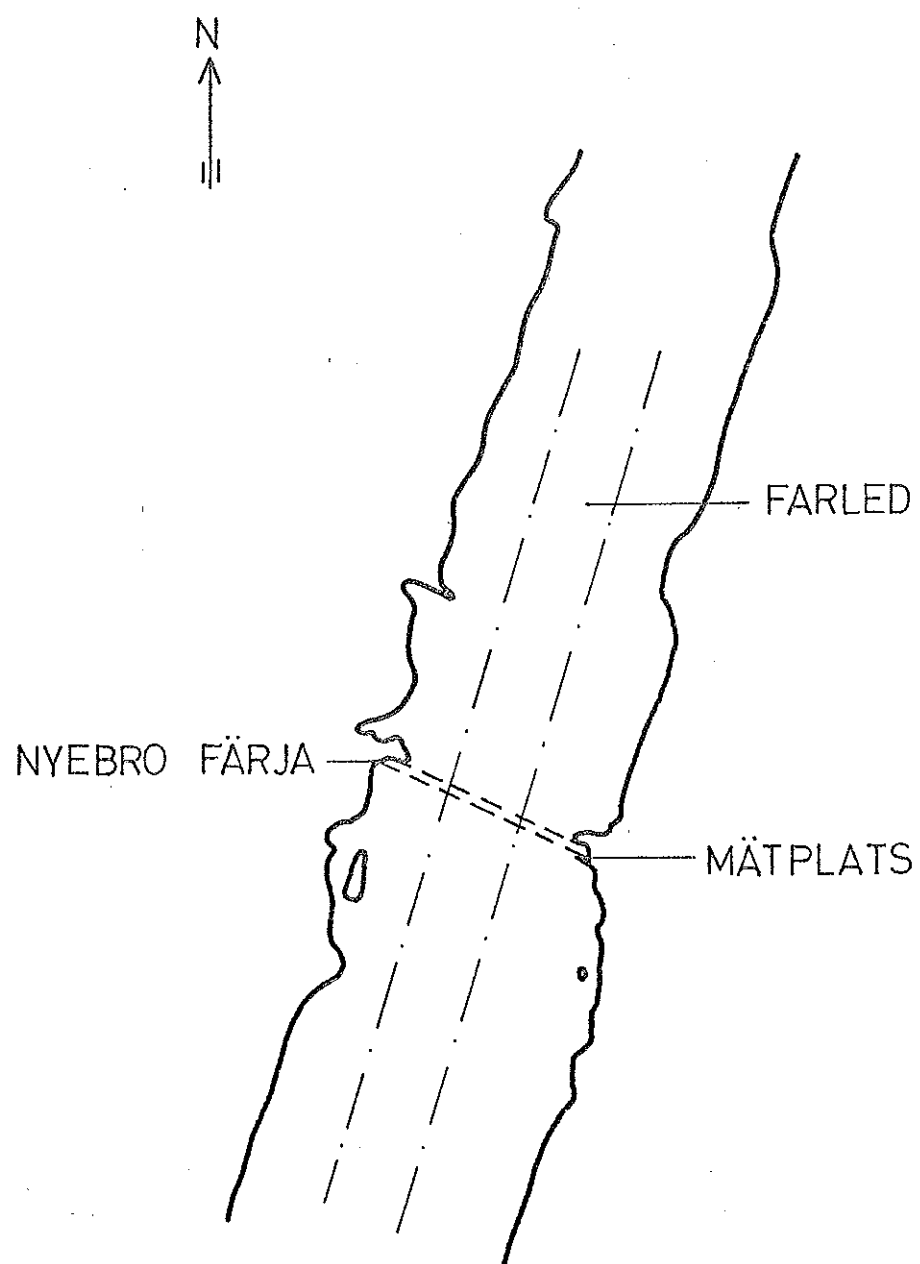


Beispiel:

Gegeben: $n = 6$
 $t_m = 3.5 \text{ m}$ } $\bar{T} = 0.0129$
 $\frac{t_m}{L_0} = 0.065$ } $C = 0.009$
 Gesucht: $H = ?$ } $H = 4.6 \text{ m}$
 $V = 3.2 \text{ m/s}$ bzw. 6.2 Knoten.....

Nomogramm zur Ermittlung der Wellenhöhe „H“

Nomogram för uppskattning av våghöjden H.
 Från Röhmsch [9] sid 141.



PLAN ÖVER MÄTSTÄLLE

SKALA 1:400

SEKTION GÖTA ÄLV VIO NYERRO FÄRJA

SKALA 1:500

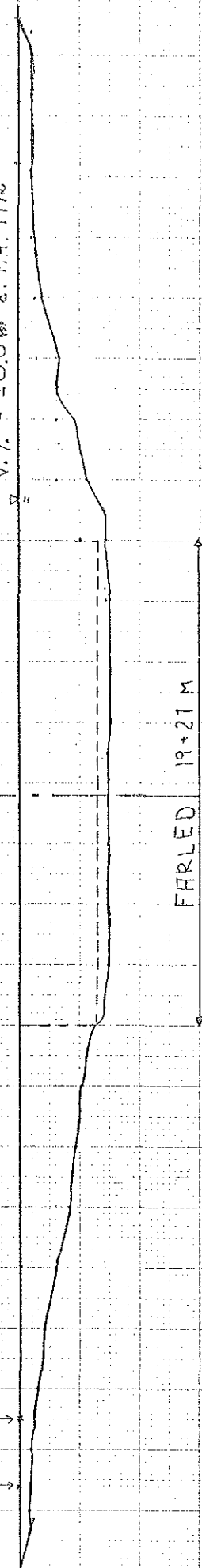
mätplats 2.

mätplats 1.

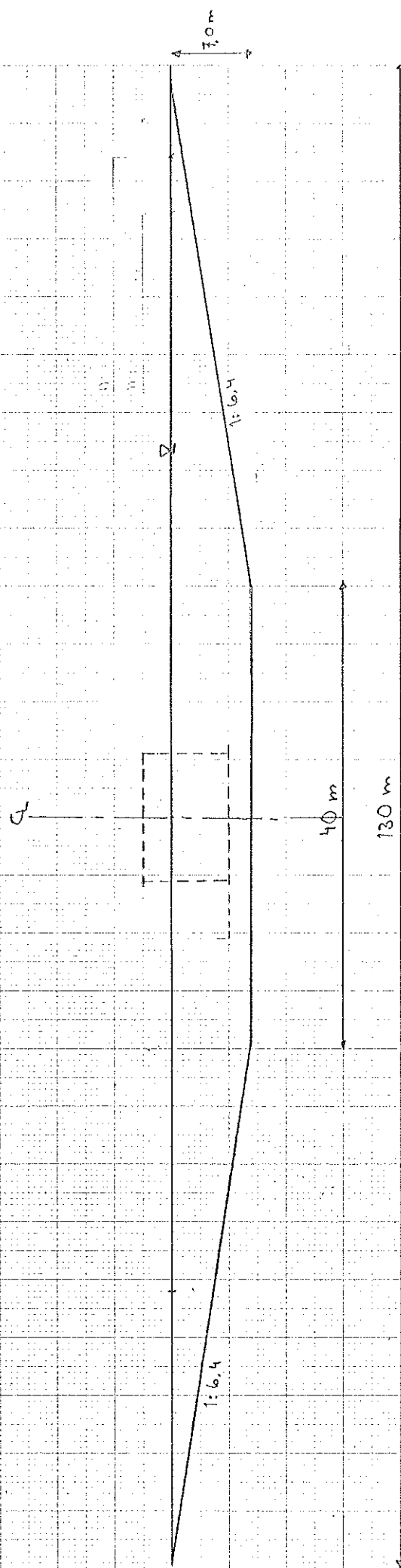
V. % = ± 0.00 d. 7.4. 1972

FÄRLED 19+21 M

0

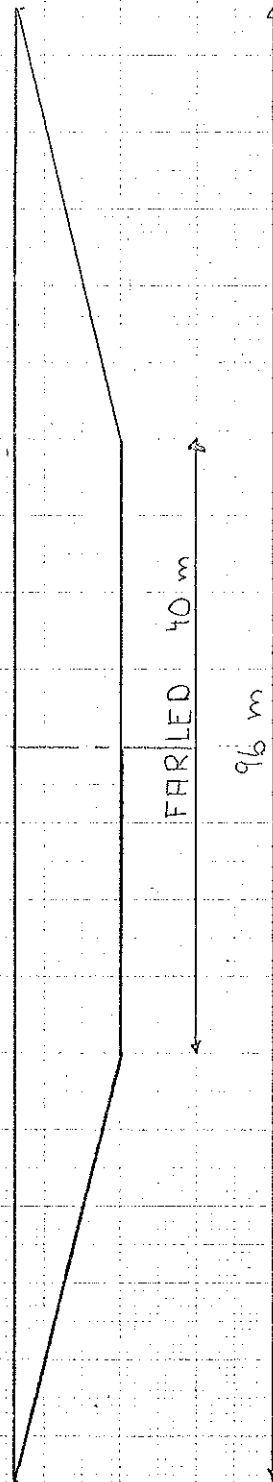


APPROXIMATIN SECTION 1
SKALA 1:500



APPROXIMATIV SEKTION 2

SKALA 1:500



Tabeller ur BEACH EROSION BOARD

Shore Protection Planning and Design (1961)

Table D-1 - Functions of d/L for Even Increments of d/L_0 (139)Table D-2 - Functions of d/L_0 for Even Increments of d/L (139) d/L_0 = ratio of the depth of water at any specific location to the wave length in deep water. d/L = ratio of the depth of water at any specific location to the wave length at that same location. K = a pressure response factor used in connection with underwater pressure instruments, where

$$K = H'/H = P/P_0 = \frac{\cosh 2\pi(d-z)/L}{\cosh \frac{2\pi d}{L}}$$

where P is the pressure fluctuation at a depth z below still water, P_0 is the surface pressure fluctuation, d is the depth of water from still water level to the ocean bottom, L is the wave length in any particular depth of water, and H' is the corresponding variation of head at a depth z . The values of K shown in the tables are for the instrument placed on the bottom where

$$K = \frac{1}{\cosh 2\pi d/L}$$

n = the fraction of wave energy that travels forward with the wave form: i.e., with the wave velocity C rather than the group velocity C_G .

$$n = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4\pi d/L}{\sinh 4\pi d/L} \right]$$

n is also the ratio of group velocity C_G to wave velocity C .

C_G/C_0 = ratio of group velocity to deep water wave velocity where

$$\frac{C_G}{C_0} = \frac{C_G}{C} \times \frac{C}{C_0} = n \tanh 2\pi d/L$$

H/H'_0 = ratio of the wave height in shallow water to what its wave height would have been in deep water if unaffected by refraction.

$$\frac{H}{H'_0} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{1}{C/C_0}}$$

M = an energy coefficient defined as

$$\frac{\pi^2}{2 \tanh^2(2\pi d/L)}$$

TABLE D-1
FUNCTIONS OF d/L FOR EVEN INCREMENTS OF d/L

from 0.0001 to 1.000

d/L_0	d/L	$2\pi d/L$	$\tanh 2\pi d/L$	$\sinh 2\pi d/L$	$\cosh 2\pi d/L$	K	$h\pi d/L$	$\sinh h\pi d/L$	$\cosh h\pi d/L$	n	c_0/c_∞	H/H_0	M
0	0	0	0	0	1	1	0	0	1	1	0	∞	∞
.0001000	.003990	.02507	.02506	.02507	1.0003	.9997	.05011	.05016	1.001	.9998	.02506	4.467	7.855
.0002000	.005643	.03546	.03544	.03547	1.0006	.9994	.07091	.07097	1.003	.9996	.03543	3.757	3.928
.0003000	.006912	.04343	.04340	.04344	1.0009	.9991	.08586	.08697	1.004	.9994	.04336	3.395	2.620
.0004000	.007982	.05015	.05011	.05018	1.0013	.9987	.1003	.1005	1.005	.9992	.05007	3.160	1.965
.0005000	.008925	.05608	.05602	.05611	1.0016	.9984	.1122	.1124	1.006	.9990	.05596	2.989	1.572
.0006000	.009778	.06144	.06136	.06148	1.0019	.9981	.1229	.1232	1.008	.9988	.06128	2.856	1.311
.0007000	.01056	.06637	.06627	.06642	1.0022	.9978	.1327	.1331	1.009	.9985	.06617	2.749	1.124
.0008000	.01129	.07096	.07084	.07102	1.0025	.9975	.1419	.1424	1.010	.9983	.07072	2.659	.983.5
.0009000	.01198	.07527	.07513	.07534	1.0028	.9972	.1505	.1511	1.011	.9981	.07499	2.582	.874.3
.001000	.01263	.07935	.07918	.07943	1.0032	.9969	.1587	.1594	1.013	.9979	.07902	2.515	.787.0
.001100	.01325	.08323	.08304	.08333	1.0035	.9966	.1672	.1672	1.014	.9977	.08285	2.455	.715.6
.001200	.01384	.08694	.08672	.08705	1.0038	.9962	.1739	.1748	1.015	.9975	.08651	2.404	.656.1
.001300	.01440	.09050	.09026	.09063	1.0041	.9959	.1810	.1820	1.016	.9973	.09001	2.357	.605.8
.001400	.01495	.09393	.09365	.09407	1.0044	.9956	.1879	.1890	1.018	.9971	.09338	2.314	.562.6
.001500	.01548	.09723	.09693	.09739	1.0047	.9953	.1945	.1957	1.019	.9969	.09663	2.275	.525
.001600	.01598	.1004	.1001	.1006	1.0051	.9949	.2009	.2022	1.020	.9967	.09977	2.239	.493
.001700	.01648	.1035	.1032	.1037	1.0054	.9946	.2071	.2086	1.022	.9965	.1028	2.205	.463
.001800	.01696	.1066	.1062	.1068	1.0057	.9943	.2131	.2147	1.023	.9962	.1058	2.174	.438
.001900	.01743	.1095	.1091	.1097	1.0060	.9940	.2190	.2207	1.024	.9960	.1087	2.145	.415
.002000	.01788	.1123	.1119	.1125	1.0063	.9937	.2247	.2266	1.025	.9958	.1114	2.119	.394
.002100	.01832	.1151	.1146	.1154	1.0066	.9934	.2303	.2323	1.027	.9956	.1141	2.094	.376
.002200	.01876	.1178	.1173	.1181	1.0069	.9931	.2357	.2379	1.028	.9954	.1161	2.070	.359
.002300	.01918	.1205	.1199	.1208	1.0073	.9928	.2410	.2433	1.029	.9952	.1193	2.047	.343
.002400	.01959	.1231	.1225	.1234	1.0076	.9925	.2462	.2487	1.031	.9950	.1219	2.025	.329
.002500	.02000	.1257	.1250	.1260	1.0079	.9922	.2513	.2540	1.032	.9948	.1243	2.005	.316
.002600	.02040	.1282	.1275	.1285	1.0082	.9919	.2563	.2592	1.033	.9946	.1268	1.986	.304
.002700	.02079	.1306	.1299	.1310	1.0085	.9916	.2612	.2642	1.034	.9944	.1292	1.967	.292
.002800	.02117	.1330	.1323	.1334	1.0089	.9912	.2661	.2692	1.036	.9942	.1315	1.950	.282
.002900	.02155	.1354	.1346	.1358	1.0092	.9909	.2708	.2741	1.037	.9939	.1338	1.933	.272
.003000	.02192	.1377	.1369	.1382	1.0095	.9906	.2755	.2790	1.038	.9937	.1360	1.917	.263
.003100	.02228	.1400	.1391	.1405	1.0098	.9903	.2800	.2837	1.040	.9935	.1382	1.902	.255
.003200	.02264	.1423	.1413	.1427	1.0101	.9900	.2845	.2884	1.041	.9933	.1404	1.887	.247
.003300	.02300	.1445	.1435	.1449	1.0104	.9897	.2890	.2930	1.042	.9931	.1425	1.873	.240
.003400	.02335	.1467	.1456	.1472	1.0108	.9893	.2934	.2976	1.043	.9929	.1446	1.860	.233
.003500	.02369	.1488	.1477	.1494	1.0111	.9890	.2977	.3021	1.045	.9927	.1466	1.847	.226
.003600	.02403	.1510	.1498	.1515	1.0114	.9887	.3020	.3065	1.046	.9925	.1487	1.834	.220
.003700	.02436	.1531	.1519	.1537	1.0117	.9884	.3061	.3109	1.047	.9923	.1507	1.822	.214
.003800	.02469	.1551	.1539	.1558	1.0121	.9881	.3103	.3153	1.049	.9921	.1527	1.810	.208
.003900	.02502	.1572	.1559	.1579	1.0124	.9878	.3144	.3196	1.050	.9919	.1546	1.799	.203
.004000	.02534	.1592	.1579	.1599	1.0127	.9875	.3184	.3238	1.051	.9917	.1565	1.788	.198
.004100	.02566	.1612	.1598	.1619	1.0130	.9872	.3224	.3280	1.052	.9915	.1584	1.777	.193
.004200	.02597	.1632	.1617	.1639	1.0133	.9869	.3263	.3322	1.054	.9912	.1602	1.767	.189
.004300	.02628	.1651	.1636	.1659	1.0137	.9865	.3302	.3362	1.055	.9910	.1621	1.756	.184
.004400	.02659	.1671	.1655	.1678	1.0140	.9862	.3341	.3403	1.056	.9908	.1640	1.746	.180
.004500	.02689	.1690	.1674	.1698	1.0143	.9859	.3380	.3444	1.058	.9906	.1658	1.737	.176
.004600	.02719	.1708	.1692	.1717	1.0146	.9856	.3417	.3483	1.059	.9904	.1676	1.727	.172
.004700	.02749	.1727	.1710	.1736	1.0149	.9853	.3454	.3523	1.060	.9902	.1693	1.718	.169
.004800	.02778	.1745	.1728	.1754	1.0153	.9849	.3491	.3562	1.062	.9900	.1711	1.709	.165
.004900	.02807	.1764	.1746	.1773	1.0156	.9846	.3527	.3601	1.063	.9898	.1728	1.701	.162
.005000	.02836	.1782	.1764	.1791	1.0159	.9843	.3564	.3640	1.064	.9896	.1746	1.692	.159
.005100	.02864	.1800	.1781	.1809	1.0162	.9840	.3599	.3678	1.066	.9894	.1762	1.684	.156
.005200	.02893	.1818	.1798	.1827	1.0166	.9837	.3635	.3715	1.067	.9892	.1779	1.676	.153
.005300	.02921	.1835	.1815	.1845	1.0169	.9834	.3670	.3753	1.068	.9889	.1795	1.669	.150
.005400	.02948	.1852	.1832	.1863	1.0172	.9831	.3705	.3790	1.069	.9887	.1811	1.662	.147
.005500	.02976	.1870	.1848	.1880	1.0175	.9828	.3739	.3827	1.071	.9885	.1827	1.654	.145
.005600	.03003	.1887	.1865	.1898	1.0178	.9825	.3774	.3864	1.072	.9883	.1843	1.647	.142
.005700	.03030	.1904	.1881	.1915	1.0182	.9822	.3808	.3900	1.073	.9881	.1859	1.640	.140
.005800	.03057	.1921	.1897	.1932	1.0185	.9818	.3841	.3937	1.075	.9879	.1874	1.633	.137
.005900	.03083	.1937	.1913	.1949	1.0188	.9815	.3875	.3972	1.076	.9877	.1890	1.626	.135

*Also: b_0/a_0 , C/C_0 , L/L_0