

**WK-SOK- 3250**  
**Bunt - 1966**

FEBRUARI 1966

TECHNISCHE HOOGESCHOOL

AFDELING DER WEG-EN WATERBOUWKUNDE

HET BINNENVAREN VAN EEN DUWEENHEID  
IN EEN RELATIEF NAUWE SLUIS.

RAPPORT AFSTUDEERONDERZOEK VLOEISTOFMECHANICA

GROEPSLEIDER : PROF. IR. W.C. BISCHOFF VAN HEEMSKERCK

J. D. VAN DEN BUNT .

Inhoud.

blz.

I.	Inleiding.	6
II.	Probleemstelling.	6
III.	Beschouwing over de optredende verschijnselen.	7
IV.	Overzicht van de berekeningen.	9
V.	Bepaling van de opstuwing voor de boeg als functie van de scheepssnelheid en de waterhoogte naast het voorschip, bij permanenteit.	11
VI.	Berekening van de waterstand naast het voorschip als functie van de scheepssnelheid en de opstuwing voor de boeg, en oplossing van de twee nu ter beschikking zijnde vergelijkingen.	15
VII.	Resultaten van de golfhoogte berekeningen.	22
VIII.	Vertraging van de duweenheid.	24

Lijst van gebruikte symbolen.

- $a$  = vertraging van de duureenheid tijdens het invaren van de sluis.  
 $b_0$  = begende breedte van het kanaal waarin op constante hoogte de duureenheid.  
 $b_{str}$  = stroomvoerende breedte van het kanaal waarin op constante hoogte de duureenheid.  
 $b_n$  = breedte van de sluiskolk = 21,00 m.  
 $b_s$  = breedte van de duureenheid = 22,80 m.  
 $c_v$  = voortplantingsnelheid van de positieve translatiegolf in de sluiskolk, t.o.v. de wal.  
 $c_a$  = voortplantingsnelheid van de negatieve translatiegolf langs de duureenheid in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $f$  = profiel van de duureenheid =  $75,3 \text{ m}^2$ .  
 $g$  = versnelling van de zwaartekracht = 9,81 m/s.  
 $h$  = stilstanderdiepte in kanaal en sluiskolk.  
 $h_s$  = diepgang van de duureenheid = 3,30 m.  
 $k$  = wandruwheid.  
 $s$  = afstand waarover de boeg van de duureenheid de sluismond is gepasseerd.  
 $t$  = tijd.  
 $u_n$  = retoursnelheid onder en naast de duureenheid in de sluiskolk, t.o.v. de wal.  
 $u_w$  = retoursnelheid onder en naast de duureenheid in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $u_{wo}$  = retoursnelheid onder en naast de duureenheid bij permanente vaart in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $v$  = stroomsnellheid.  
 $v_s$  = snelheid van de duureenheid t.o.v. de wal.  
 $v_{so}$  = snelheid van de duureenheid bij permanente vaart in het kanaal, t.o.v. de wal.

- $v_v$  = stroomsnellheid t.g.v. de positieve translatiegolf in de sluiskolk, t.o.v. de wal.  
 $v_a$  = stroomsnellheid t.g.v. de negatieve translatiegolf langs de duweenheid in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $\gamma$  = spiegeldealing naast de duweenheid in het kanaal.  
 $\gamma_0$  = spiegeldealing naast de duweenheid bij permanente vaart in het kanaal.  
 $C$  = constante van De Chézy.  
 $F_n$  =  $b_n \cdot h$  = profiel van de sluis onder de stilwaterlijn.  
 $F_w$  = profiel van het kanaal onder de stilwaterlijn.  
 $\gamma$  = verhang.  
 $K_n$  = horizontale ontbindende van de kracht op de boeg wanneer deze zicht in de sluis berijdt.  
 $K_w$  = horizontale ontbindende van de kracht op de boeg wanneer deze met eenparige aanvaarsnelheid door het kanaal vaart.  
 $K_v$  = kracht die de vertraging van de duweenheid tijdens het invaren van de sluis geeft.  
 $Q_v$  = debiet van de positieve translatiegolf in de sluiskolk, t.o.v. de wal.  
 $Q_a$  = debiet van de negatieve translatiegolf langs de duweenheid in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $Q_r$  = debiet langs de duweenheid naar achter, t.o.v. de wal.  
 $Q_{r0}$  = debiet langs de duweenheid naar achter, bij permanente vaart in het kanaal, t.o.v. de wal.  
 $R$  = hydraulische straal.  
 $Re$  = getal van Reynolds.  
 $\alpha$  = faktor om de onregelmatige verdeling van de reductie snelheid over het beschikbare profiel voor de impuls vgl. te verrekenen.  
 $\gamma$  = waterstandsverlaging t.o.v. de stilwaterlijn, naast de boeg, gedeeld door de stilwaterdiepte.  
 $\delta$  = hoogte van de positieve translatiegolf in de sluis, gedeeld door de stilwaterdiepte.  
 $\eta$  = hoogte van de negatieve translatiegolf naast het schip in het kanaal, gedeeld door de stilwaterdiepte.

$\rho$  = dichtheid van water.

$\Delta$  = verschil tussen de waterdiepte bij de boeg en die bij de stuurmond, gedeeld door de stilstwaterdiepte.

$\Sigma$  = dimensioleze faktor voor berekening van resterend profiel voor retourstroom, zie vgl (3).

Opmerking: Met stilstwaterdiepte wordt steeds bedoeld de waterdiepte in kanaal en sluis voor het varende schip daarop invloed kreeg.

## I. Inleiding.

In verband met de voor genomen bouw van enkele nieuwe sluizen die geschikt moeten zijn voor de duwvaart heeft de Rijkswaterstaat door het Waterloopkundig Laboratorium "de Vorst" een systematisch onderzoek (M 838) laten uitvoeren. Hierbij is onder meer onderzocht welke golfverschijnselen zich gaan voordoen wanneer een brede duweenheid een relatief nauwe sluis met een bepaalde snelheid binnenvaart.

Eén van de vaarproeven betrof een duweenheid van 2 maal 2 lichters, elk met afmetingen van  $76,50 \times 11,40 \times 3,30\text{ m}^3$ , geduwd door een duwboot van het type "Vulcaan" met afmetingen van  $38,00 \times 10,00 \times 1,80\text{ m}^3$ . (zie bijlage 1.). De sluis had een breedte van 24,00 m (zie bijlage 2), dus de duweenheid had een speling van 1,20 m voor beide kanten samen. De proeven zijn uitgevoerd voor waterdiepten van 4,50 m, 5,00 m en 5,50 m.

De modelschalen waren als volgt:

lengte- en hoogteschaal : 25

snelheidsschaal volgens Froude: 5

tijdsschaal : 5.

Het model lag in een groteloods; de vaarproeven zijn verricht door ir C. Kooman.

## II. Probleemstelling.

Het doel van het onderzoek is:  
na te gaan in hoeverre het hele verschijnsel van het binnenvaren van een duweenheid in een relatief nauwe sluis kan worden berekend.

III. Beschouwing over de optredende verschijnselen.

Voor dat de duw eenheid bij de sluismond komt, vaart hij met een bepaalde eenparige snelheid door het kanaal met het bekende profiel. (bijlage 2). Er wordt van uitgegaan dat de duw eenheid precies in de as van het prismatische kanaal vaart. In het model werd dit gerealiseerd door een nauw oog wrijvingsloze geleiding te maken met een strak gespannen kabel. Wanneer het schip een eenparige snelheid heeft en er worden van buitenaf geen krachten op het schip uitgeoefend, dan zullen er geen translatie-golven naar voor of naar achter lopen. De retourstroom levert dan juist het debiet wat bij de boeg wordt verdrongen, en bij het heck moet worden aangevuld. De energiebron die dit hele systeem in beweging moet houden en alle energie verliezen moet aan vullen is de schroef. De enige kracht die, afgezien van wind- en coriolis-krachten, uitwendig op het systeem 'varend schip - retourstroom' werkt is de wrijvingskracht die de kanaalbodem levert ten gevolge van de retourstroom. Strikt genomen moet deze wrijvingskracht een positieve translatiegolf vooruit, en een negatieve achteruit sturen, maar deze zijn verwaarloosbaar klein. Door de retour-snelheid met bijbehorende snelheidshoogte ontstaat naast en onder het schip een verlaging van het piezometrisch niveau, waardoor de waterspiegel in het schip iets zakken. De praktijk leert dat het achterschip meer zakt dan het voorschip, maar voor de berekeningen wordt dit verwaarloosd. De ervaring van het Waterloopkundig Laboratorium is dat de spiegeldaling en retour snelheid zoals die kunnen worden berekend met behulp van de Theorie van Schijf vrij goed met de werkelijkheid overeenkomen, mits de factor  $\alpha = 1,1$  wordt ingevoerd voor de onregelmatigheid in de retour snelheidsverdeling (zie bijlagen 4 en 5).

Wanneer de duw eenheid niet de boeg in de sluismond komt, en nu wordt even afgeweken van de geleidelijke verandering van het kanaal profiel over de laatste 100 m, dan wordt de retour-

stroom als het ware afgeknipten. Waar het beschikbare profiel voor de retourstroom aanvankelijk 300 à 400 m<sup>2</sup> bedroeg, is het profiel nu nog slechts 30 à 50 m<sup>2</sup>. Het debiet wat bij de boeg wordt verdronken kan nu dus veel moeilijker naar achter stromen. Het gevolg zal zijn dat voor de boeg een positieve translatiegolf ontstaat die de sluis inloopt. Verder zal er vanaf de sluismond een negatieve translatiegolf langs het schip naar achter lopen. Deze golf zal bij het achterschip door profielverwijding voor een gering percentage als positieve golf terugkaatsen, maar voor het grootste deel het kanaal inlopen.

Het ligt voor de hand dat de duurzaamheid, door de opstuwing voor de boeg, zal worden afferend. Dit ondanks het feit dat de stroomsnellheden om de rondingen van de boeg hem veel groter worden, waardoor de zuiging in voorwaartse richting ook groter wordt. Wanneer de negatieve golf voorbij het achterschip is gekomen zal ook deze tot de vertraging bijdragen.

Minder eenvoudig valt te voorspellen hoe het schip zich qua hoogteligging zal gedragen. Het achterste stuk zal, door de invloed van de negatieve golf, na enige tijd waarschijnlijk wat gaan zakken. De voorste geleiding van wat in feite een samenstel van drie schepen achter elkaar is, zal zich aanpassen aan de waterstand zoals die is naast het voorschip voor zover het zich in de sluis bevindt. Deze waterstand, die niet zo eenvoudig te voorspellen valt, moet nog worden uitgerekend.

De helling van het voorfront van de positieve translatiegolf hangt nauw samen met de vorm van de overgang kanaal-sluis. Is deze zeer abrupt, dan zal het voorfront betrekkelijk steil zijn, hoewel hij wel nooit direct als een brandende golf de sluis zal inlopen. Het golfsel wat wordt gevormd voordat de boeg zich in de sluismond bevindt is moeilijk te berekenen.

## IV.

Overzicht van de berekeningen.

Bij dit onderzoek is getracht die groottes te berekenen die ook in het model zijn bepaald. Dit om de uitkomsten van de berekeningen te kunnen vergelijken met de resultaten van de modelproeven. Voor de snelheden in het kanaal zijn dezelfde snelheden genomen als waarmee het schip bij de modelproef kwam aanvaren. Verder is ook voor de ruwheid van de bodem en de wanden van de sluiskolk de ruwheid ingevoerd zoals die in het model voorkwam, ofschoon de ruwheid in prototype naar alle waarschijnlijkheid relatief kleiner zal zijn. (afplistering met metselspecie in model met schaalfactor 25, tegenover betonwand in prototype).

Bij het modelonderzoek M 838 in "de Voorst" zijn, wat deze vaarproeven betreft, gemeten het verloop van de scheeps-snelheid voor in tijdens het binnenvaren in de sluis, en de golfhoogte in de sluis op een punt, 150 m vanaf de sluismond. Bij het gesloten einde van de 420 m lange kolk is de golfhoogte nog eens gemeten, en bedraagt dan het dubbele van de eerste gemeten golfhoogte, voorzover de terugkaatsing daar nog niet meetbaar is. De door het Waterwetenschappelijk Laboratorium ter beschikking gestelde metingen zijn eerst zo bewerkt dat tegenover de tijd worden uitgezet de snelheid van de duinenheid op het betreffende ogenblik en de golfhoogte die dan vlak voor de boeg wordt veroorzaakt.

Eerst wordt nu een in het model gemeten snelheidsprogramma opgelegd, en wordt daaruit de opstuwing voor de boeg berekend. Daarna zal nog worden nagegaan of het mogelijk is de vertragingsschichten op voldoende nauwkeurige wijze te berekenen.

De berekening van de translatiegolf voor de boeg verloopt in korte trakken als volgt: aangenomen wordt dat het verschijnsel als een quasi-permanente beweging mag worden beschouwd. Dit zal later worden verdedigd. Eerst wordt dan voor iedere scheeps-

snellheid de golfhoogte voor het schip berekend als functie van de waterstand naast het voorschip (hoofdstuk I). Daarna zal de waterstand naast het voorschip worden berekend uit het samenspel van de positieve translatiegolf die vooruit, en de negatieve translatiegolf die achteruit loopt. Zo worden twee vergelijkingen verkregen waaruit de twee onbekenden, de opstuwing voor de boeg en de waterstand naast het voorschip, bekend zijn geworden voor iedere scheepssnelheid. (hoofdstuk II)

V. Bepaling van de opstuwing voor de boeg als functie van de scheepssnelheid en de waterhoogte naast het voorschip, bij permanentie.

Eerst is het noodzakelijk de hoogteligging van het voorschip te kennen om het beschikbare profiel voor de returnstromen te kunnen bepalen. Wanneer de duwachtheid bij de sluismond aankomt heeft het de inzakking zoals die uit de theorie van Schijf volgt. Hoe de trim van de lichters gedurende het binnenvaren zal veranderen is moeilijk te berekenen. Het is echter gewenst dat de opstuwing op het moment dat de boeg in de sluismond komt, en het schip nog vrijwel dezelfde snelheid en trim heeft als in het kanaal, zo nauwkeurig mogelijk wordt berekend. Dit omdat het voorste deel, met het voorfront, van de translatiegolf de grootste hellingen geeft, en de grootste trotskrachten zal leveren voor reeds in de kolk afgemeerde schepen. Daarom wordt voor iedere scheepssnelheid voor de hoogteligging steeds die genomen, die het schip zou hebben wanneer het met dezelfde snelheid in het kanaal zou varen. Deze inzakking kan worden berekend met de theorie van Schijf. Dan worden dus in ieder geval de scheepssnelheid - golfhoogte grafieken die in dit hoofdstuk zullen worden afgeleid zó dat het voorste deel van de translatiegolf voor iedere aanvaarsnelheid zo nauwkeurig mogelijk kan worden berekend.

Op de waterbeweging om de boeg van de duwachtheid worden toegepast de continuïteitsvergelijking, en de vergelijking van Bernoulli. De te gebruiken symbolen staan vermeld op blz 3. De grootheden worden uitgedrukt in eenheden van het meter - kilogram - seconde - stelsel. Ter illustratie dient bijlage 3.

$$\text{continuïteitsvergelijking: } b_n \cdot (h + \delta h) / (v_s - v_r) =$$

$$= \{ b_n \cdot h - b_n \cdot z - b_s \cdot h_s - (b_n - b_s)(z - \gamma h) \} / (v_s + u_n).$$

Wiem  $b_n \cdot h = F_n$  en  $b_s \cdot h_s = f$ , dan is :

$$F_n (1 + \delta) / (v_s - v_r) = \{ F_n (1 - \frac{z}{h}) - f - (b_n - b_s)(z - \gamma h) \} / (v_s + u_n).$$

$$(1+\delta)(v_s - v_r) = \left\{ 1 - \frac{3}{h} - \frac{f}{F_n} - \left( 1 - \frac{b_s}{b_n} \right) \left( \frac{3}{h} - \gamma \right) \right\} (v_s + u_n)$$

Hier is in een extreem geval, namelijk voor  $v_s = 2 \text{ m/s}$  en  $h = 4,50 \text{ m}$   
 $\left( 1 - \frac{3}{h} - \frac{f}{F_n} \right) = 0,261$ ,     $\gamma - \frac{3}{h} = 0,048$     en     $1 - \frac{b_s}{b_n} = 0,050$ ,  
zodat  $\left( 1 - \frac{b_s}{b_n} \right) \left( \gamma - \frac{3}{h} \right) = 0,0024$ , wat verwaarloosd kan worden ten  
opzichte van  $1 - \frac{f}{F_n} - \frac{3}{h} = 0,261$ . Daardoor wordt de cont. vgl. ver-  
eenvoudigd tot :

$$(1+\delta)(v_s - v_r) = \left( 1 - \frac{3}{h} - \frac{f}{F_n} \right) (v_s + u_n)$$

$$\text{of: } v_s + u_n = (v_s - v_r) \cdot \frac{1+\delta}{1 - \frac{f}{F_n} - \frac{3}{h}}. \quad (1)$$

De vorm van de boeg van de voorste lichters maakt het niet  
waarschijnlijk dat in de retourstroon een contractie zal optre-  
den, zodat de vergelijking van Bernoulli wordt :

$$\delta h + \frac{(v_s - v_r)^2}{2g} = -\gamma h + \frac{(v_s + u_n)^2}{2g}$$

(assenkrans, evenals bij continuïteitsvergelijking, meebewegend met  
het schip.)

$$\text{of: } 2(\delta + \gamma) = \frac{(v_s + u_n)^2}{gh} - \frac{(v_s - v_r)^2}{gh} \quad (2)$$

Door in te vullen van vergelijking (1) in vgl (2) kan de factor  
 $(v_s + u_n)$  worden geëlimineerd :

$$2(\delta + \gamma) = \frac{(1+\delta)^2}{\left( 1 - \frac{f}{F_n} - \frac{3}{h} \right)^2} \cdot \frac{(v_s - v_r)^2}{gh} - \frac{(v_s - v_r)^2}{gh}$$

$$2(\delta + \gamma) = \frac{(v_s - v_r)^2}{gh} \cdot \left\{ \frac{(1+\delta)^2}{\left( 1 - \frac{f}{F_n} - \frac{3}{h} \right)} - 1 \right\}$$

$$\text{voer nu } \left(1 - \frac{f}{F_n} - \frac{\gamma}{h}\right)^{-2} = \Omega , \quad (3)$$

$$\text{dan is } 2(\delta + \gamma) = \frac{(v_s - v_v)^2}{gh} / \Omega (1 + \delta)^2 - 1 \quad (4)$$

De snelheid  $v_v$  die hoort bij de opgewekte translatiegolf kan worden uitgedrukt in de golphoogte  $\delta h$  en de diepte  $h$ . De voortplantings-snelheid van een zich niet vervormende translatiegolf die in een rechthoekige prismatische goot loopt, bedraagt, onder verwaarlozing van wrijvingsinvloeden,  $c_v = \sqrt{g(h + \frac{3}{2}\delta h)} = \sqrt{gh(1 + \frac{3}{2}\delta)}$ . Deze formule kan worden bewaderd met  $c_v = (1 + \frac{3}{4}\delta)\sqrt{gh}$ . Voor  $\delta < 0,15$  is de zo gevakte fout minder dan 0,5%, dus:

$$c_v = (1 + \frac{3}{4}\delta)\sqrt{gh}.$$

De continuïteit eist dat (zie bijlage 3):  $c_v \cdot \delta h = v_v (h + \delta h)$ , zodat  $v_v = \delta \cdot \frac{1 + \frac{3}{4}\delta}{1 + \delta} \cdot \sqrt{gh}$ . Voor kleine  $\delta$  kan deze vorm weer worden bewaderd door de formule

$$v_v = \delta \cdot (1 - \frac{1}{4}\delta) \sqrt{gh} \quad (5)$$

Voor  $\delta < 0,15$  is de door deze laatste bewadering gevakte fout kleiner dan 0,5%. De bij beide bewaderingen gevakte fouten werken elkaar tegen:

Invullen van (5) in (4) geeft:

$$2(\delta + \gamma) = \left\{ \Omega (1 + \delta)^2 - 1 \right\} \frac{\{v_s - \delta(1 - \frac{1}{4}\delta)\sqrt{gh}\}^2}{gh}$$

$$2(\delta + \gamma) = \left\{ \Omega (1 + \delta)^2 - 1 \right\} \cdot \left\{ \frac{v_s^2}{gh} - 2\delta(1 - \frac{1}{4}\delta) \frac{v_s}{\sqrt{gh}} + \delta^2(1 - \frac{\delta}{2} + \frac{\delta^2}{16}) \right\}$$

Deze formule geeft na uitwerken een algebraïsche vergelijking in  $\gamma$  en  $\delta$  waarin zelfs de zesde macht van  $\delta$  nog voorkomt:

$$\begin{aligned}
 & 2 \left\{ -1 + \frac{v_s}{Vgh} \left( \Omega \frac{v_s}{Vgh} - \Omega + 1 \right) f \cdot \delta \right. + \\
 & \left. + \left( \Omega \cdot \frac{v_s^2}{Vgh} - \frac{7}{2} \Omega \frac{v_s}{Vgh} + \Omega - 1 - \frac{1}{2} \frac{v_s}{Vgh} \right) \cdot \delta^2 + \right. \\
 & \left. + \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \Omega - \Omega \frac{v_s}{Vgh} \right) \cdot \delta^3 + \left( \frac{1}{2} \Omega \frac{v_s}{Vgh} + \frac{\Omega - 1}{16} \right) \cdot \delta^4 + \right. \\
 & \left. + \left( -\frac{3}{8} \Omega \right) \cdot \delta^5 + \left( \frac{\Omega}{16} \right) \cdot \delta^6 = \right. \\
 & \left. = 2\gamma + (1 - \Omega) \frac{v_s^2}{gh} . \right.
 \end{aligned}$$

Doordat  $\delta$  vrijwel nooit groter wordt dan 0,15 zijn de termen met  $\delta^4$ ,  $\delta^5$  en  $\delta^6$  steeds verwaarloosbaar. De termen met  $\delta^2$  en  $\delta^3$  kunnen nog ca 4% verschil maken op de uitkomst voor  $\delta$ , en worden daarom niet verwaarloosd. De vergelijking wordt dan:

$$\begin{aligned}
 & \left( 2 + 2 \Omega \frac{v_s}{Vgh} - 2 \frac{v_s}{Vgh} - 2 \Omega \frac{v_s^2}{Vgh} \right) \cdot \delta + \left( 1 - \Omega + \frac{7}{2} \Omega \frac{v_s}{Vgh} + \frac{1}{2} \frac{v_s}{Vgh} - \Omega \frac{v_s^2}{Vgh} \right) \cdot \delta^2 + \\
 & + \left( \Omega \frac{v_s}{Vgh} - \frac{3}{2} \Omega - \frac{1}{2} \right) \cdot \delta^3 = (\Omega - 1) \frac{v_s^2}{gh} - 2\gamma . \dots \dots [6]
 \end{aligned}$$

Hiermee is het mogelijk geworden voor iedere combinatie van  $h$ ,  $v_s$  en  $\gamma$  de waarde van  $\delta$  te berekenen. Voor  $h = 4,50$ , respectievelijk 5,00 en 5,50 m zijn deze waarden grafisch weergegeven op de bladen 6, 7 en 8.

**Opmerking:** Hoewel  $\delta$  en  $\gamma$  dimensieloos zijn, zijn de grafieken niet te interpreteren als grafieken met uitsluitend dimensieloze variabelen, die universeel te gebruiken zijn. Het getal  $\Omega = \left( 1 - \frac{f}{F_n} - \frac{3}{h} \right)^{-2}$  is namelijk gebonden aan één bepaalde verhouding tussen  $f$  en  $F_n$ , en tussen  $f$  en  $F_w$ .

VI. Berekening van de waterstand naast het voorschip als functie van de scheepssnelheid en de opstuwwing voor de breg, en oplossing van de twee nie ter beschikking staande vergelijkingen.

Wanneer de retourstroom door de ver nauwing van de sluismond wordt afgeknepen zal vanaf de sluismond een negatieve golf langs de duwcentriet naar achter gaan lopen. (zie bijlage 9). De voortplantingsmelk van deze golf kan worden berekend wanneer maar de ber gende breedte en de stroomvoerende breedte bekend zijn. Wanneer voor de ber gende breedte de breedte van het kanaal, op de waterlijn gemeten, verminderd met de breedte van de duwcentriet wordt genomen, en voor de stroomvoerende breedte het kanaalprofiel minus het scheepsprofiel op het gronds paut, en dat gedeeld door de water diepte  $h$ , dan volgen daaruit de volgende waarden. (Voor het gemak worden gelijk nog enige groot heden gegeven).

$h$	4,50	5,00	5,50	$m$
$\sqrt{gh}$	6,65	7,00	7,35	$m/s$
$F_w$	398	450	503	$m^2$
$f$	75,3	75,3	75,3	$m^2$
$f/F_w$	0,189	0,167	0,150	1
$b_{str}$	72	75	78	$m$
$b_1$	79	82	85	$m$
$b_{str}/b_1$	0,92	0,92	0,92	1
$F_n$	108	120	132	$m^2$
$f/F_n$	0,697	0,628	0,570	1

Wanneer het water voordat de negatieve golf er zich manifesteert in rust is (zie bijlage 9), dan leidt de impulsvergelijking onder verwaarlozing van  $(\eta h)^2$  ten opzichte van  $h$  (zie voor symbolen blz 3):

$$d(\vec{m}v) = \vec{K} dt.$$

$$d(\vec{m}) = \rho(c_a + \eta) dt \cdot (h - \eta h) b_{str} \cdot v_a = \vec{K} dt = \rho g \eta h b_{str} (h + \frac{1}{2} \eta h)$$

$$\text{Continuiteitsvergelijking: } v_a = \frac{\eta h}{h - \eta h} \cdot \frac{b_6}{b_{str}} = c_a \cdot \frac{\eta}{1 - \eta} \cdot \frac{b_6}{b_{str}}$$

Door  $v_a$  te elimineren wordt gevonden:

$$c_a^2 = \frac{b_{str}}{b_6} \cdot qh \cdot \frac{1 + \frac{1}{2}\eta}{1 + \frac{\eta}{1 - \eta} \cdot \frac{b_6}{b_{str}}} = \frac{b_{str}}{b_6} \cdot qh \cdot \frac{(1 - \eta)(1 + \frac{\eta}{2})}{1 + \eta \left( \frac{b_6}{b_{str}} - 1 \right)}$$

Todat, voor  $\frac{b_{str}}{b_6} = 0,92$ ,  $c_a$  kan worden bewaard door de vorm:

$$c_a = (1 - 0,6\eta) \cdot 0,96 \sqrt{qh}. \quad (7)$$

Wanneer deze translatiegolf zich voortplant in meestromend water met snelheid  $u_{wo}$ , en de waterdiepte bedraagt niet  $h$ , maar  $h - z_0$  (waarbij  $z \ll h$ ), dan wordt de voortplantingssnelheid (zie bijlage 9)

$$c_a = u_{wo} + 0,96 (1 - 0,6\eta) \sqrt{g(h - z_0)} \quad (8)$$

De waarde van  $\eta$  moet dus eerst worden geschat en dient achteraf te worden geverified.

Het debiet van deze translatiegolf bedraagt  $Q_a = c_a \cdot b_6 \cdot \eta \cdot h$ , of:

$$Q_a = b_6 \cdot \eta \cdot h \cdot \{ u_{wo} + 0,96 (1 - 0,6\eta) \sqrt{g(h - z_0)} \} \quad (9)$$

Deze translatiegolf zal bij hethek voor het grootste gedeelte gewoon doorkopen, maar voor een klein gedeelte ook als positieve translatiegolf worden teruggekaapt. De verhouding tussen beide golphoogtes is niet zo eenvoudig te berekenen. De golf komt bij hethek niet alleen in een ca. 20% ruimer profiel, maar ook nog in water met een andere snelheid en diepte. De invloed van deze teruggekaapte golf, die zich pas na ongeveer 30 seconden laat gelden wordt niet in de berekening opgenomen. Het gevolg daarvan zal zijn dat de golphoogten, zoals die dan worden berekend, te klein zijn.

Het debiet van de negatieve translatiegolf,  $R_a$ , moet gelijk zijn aan de vermindering van het oorspronkelijke retourstroomdebiet.

Wanneer de oorspronkelijke scheepssnelheid in het kanaal  $v_{so}$  was, dan was het retourstroomdebiet  $Q_{ro}$  gelijk aan

$$Q_{ro} = u_{wo} \cdot F_w \cdot \left(1 - \frac{z_0}{h} - \frac{f}{F_w}\right) = v_{so} \cdot f + v_{so} \cdot \frac{z_0}{h} \cdot F_w , \text{ dus}$$

$$Q_{ro} = v_{so} \left(f + F_w \cdot \frac{z_0}{h}\right) , \quad (10)$$

wanneer  $z_0$  de afzinking is die behoort bij de betreffende  $v_{so}$  en  $h$ .

Het nieuwe retourstroomdebiet wordt gegeven door de continuïteitsvergelijking voor de stroming onder het voorschip wanneer dit zich in de sluis bevindt, zie ook (1):

$$(1+\delta)(v_s - v_v) = \left(1 - \frac{z}{h} - \frac{f}{F_n}\right) \cdot (v_s + u_n) \quad (1)$$

waarbij de nieuwe retourstroom,  $Q_r$ , gelijk is aan:

$$Q_r = F_n \left(1 - \frac{z}{h} - \frac{f}{F_n}\right) \cdot u_n$$

$$\text{of: } Q_r = F_n \cdot (1+\delta) \cdot v_s - F_n \left(1 - \frac{z}{h} - \frac{f}{F_n}\right) \cdot v_s - F_n (1+\delta) \cdot v_v$$

$$Q_r = F_n \cdot v_s \left(\delta + \frac{z}{h}\right) + v_s \cdot f - F_n \cdot v_v (1+\delta) \quad (11)$$

Hierin is  $F_n \cdot (1+\delta) \cdot v_v = Q_v$  = debiet van de positieve translatiegolf die de sluis inloopt. Dan is:

$$\underline{Q_a = Q_{ro} - Q_r} , \quad (12)$$

waarin  $Q_a = b_g \cdot \eta \cdot h \left\{ u_{wo} + 0,96 (1 - 0,6 \eta) \sqrt{g(h-z_0)} \right\} , \quad (9)$

$$Q_{ro} = v_{so} \left(f + F_w \cdot \frac{z_0}{h}\right) , \quad (10)$$

( $z_0$  en  $u_{wo}$  te bepalen uit  $v_{so}$  en  $f/F_w$  m.b.v. grafiek op bijlage 5)

$$Q_r = F_n \cdot v_s \left(\delta + \frac{z}{h}\right) + v_s \cdot f - Q_v , \quad (11)$$

( $z$  te bepalen uit  $v_s$  en  $f/F_n$  m.b.v. grafiek op bijlage 5), én

$$Q_v = F_n \cdot \delta \cdot C_v = F_n \cdot \delta \cdot \left(1 + \frac{3}{4} \delta\right) \sqrt{gh} . \quad (13)$$

Hiermee is de golftoogte  $\eta h$  uitgedrukt in bekende grootheden, en in  $\delta h$ , de opstuwing voor de boot. De in hoofdstuk I afgeleide betrekkingen gelden tussen  $\eta h$  en  $\delta h$ , dus het is nodig nog een betrekking tussen  $\eta h$  en  $\eta$  te vinden.

De retourstroom die vanuit het nauwe profiel tussen scheepsvlak en sluisvloer komt, komt bij de sluismond vrij plotseling in een grote verwijding. Daarom wordt daarom dat de waterspiegel, bij de intrede van het water in het wijde profiel, niet oploopt. Daarmee is dus het verband gelegd tussen de waterstand naast het schip in het wijde profiel, en die naast het schip in de sluismond. Het verschil tussen ( $z_0 + \eta h$ ) en  $\eta h$  (zie bijlage 9) komt dan ook op rekening van de wrijving, die een verval  $\Delta h$  nodig maakt. Dit is daarmee gelijk de enige vorm van wrijving die in de berekeningen wordt verdisconteerd. De weerstand naast het schip in het wijde profiel wordt geacht reeds te zijn verrekend in de berekening van  $z_0$ , de weerstand in de sluis die de translatiegolf ondervindt is zeer klein, en wordt verwaarloosd. Alleen de retourstroom onder de duwewereld in de sluis, met een nauw profiel en hoge snelheden, wordt verrekend. De weerstand is echter moeilijk nauwkeurig te berekenen: sluisvloer en scheepsvlak hebben verschillende ruwheid, bovendien bewegen ze ten opzichte van elkaar. Het water heeft ten opzichte van de sluisvloer een snelheid  $u_n$ , en ten opzichte van het scheepsvlak een snelheid ( $v_s + u_n$ ). De snelheid ten opzichte van het scheepsvlak is dus groter (weerstand kwadratisch met snelheid), maar het scheepsvlak is veel gladder: scheepsmodel was gemaakt van Trovidur. Daarom wordt het toelaatbaar geacht de wrijving te verrekenen alsof het schip niet beweegt ten opzichte van de wal, maar dezelfde ruwheid heeft als de sluisvloer. De ruwheid  $k$  van de modelsluiswand wordt geschat op een halve millimeter, dus  $k = 0,5 \cdot 10^{-3} m$ , in het algemeen wel ongeveer de hydraulische ruwheid van een pleistering met metselspecie. De hydraulische straal  $R$  is eenvoudig op de gebruikelijke wijze te berekenen. De constante van De Chézy wordt bepaald uit de specifieke gladheid  $\frac{R}{k}$  en het getal van Reynolds met behulp van de grafiek op bijlage 10.

Hierbij moet met modelmaten en modelsnelheden worden gewerkt, dus  
 $R_e = [u_n \cdot R \cdot \frac{1}{\nu}]_{\text{in model}} = [u_n \cdot R \cdot 10^6]_{\text{in model}}$ , en  $\frac{R}{k} = [2R \cdot 10^3]_{\text{in model}}$   
 De zo gevonden  $C$  kan dan weer worden ingevuld in de formule met  
 prototypematen. ( $C$  in onvertrokken model onafhankelijk van de schaal.)

Dus:  $u_n = C \sqrt{R \cdot J}$  (De Chézy).

of:  $J = \frac{u_n^2}{C^2 R}$ , en, met  $\Delta h = J \cdot s$  (s volgt uit integratie van 't  
 snelheidaprogramma)

$$\Delta = \frac{u_n^2 \cdot s}{C^2 R \cdot h} \quad \dots \quad (14)$$

De retour snelheid  $u_n$  moet worden gevonden uit de continuïteits-  
 voorwaarde bij de boeg, waarbij een later te verificeren of te cor-  
 rigeren schatting moet worden gevraagd voor  $\delta h$ .

Cont. vgl.:  $(1+\delta)(v_s - v_v) = (1 - \frac{\delta}{h} - \frac{f}{F_h}) \cdot (v_s + u_n) \quad \dots \quad (1)$

Hieruit volgt met  $v_v = \delta(1 - \frac{\delta}{h})\sqrt{gh}$  voor  $u_n$ :

$$u_n = \left\{ v_s - \delta \left( 1 - \frac{\delta}{h} \right) \sqrt{gh} \right\} \frac{(1+\delta)}{\left( 1 - \frac{\delta}{h} - \frac{f}{F_h} \right)} - v_s.$$

Hiermee is het mogelijk gevonden  $\eta$  in  $\gamma$  uit te drukken volgens

$$\eta = \gamma - \frac{\delta_0}{h} + \Delta, \quad \dots \quad (15)$$

zodat vgl (9) nu wordt:

$$Q_a = b_s \cdot \left( \gamma - \frac{\delta_0}{h} + \Delta \right) \cdot h \cdot \left\{ u_{w_0} + 0,96 \left( 1 - 0,6 \left( \gamma - \frac{\delta_0}{h} + \Delta \right) \right) \sqrt{g(h-\eta_0)} \right\} \dots (9^a)$$

Nu kunnen de twee onbekenden,  $\delta$  en  $\gamma$  opgelost worden uit de twee vergelijkingen (12) en (6). Daar het niet doeklijk is  $\delta$  en  $\gamma$  expliciet uit te drukken in bekende grootheden is vgl (6) grafisch uitgezet voor  $h = 4,50$  resp.  $5,00$  en  $5,50$  m, de drie waterdiepten waarvoor berekeningen worden uitgevoerd. Door nu in vgl (12) een  $\delta$ - $\gamma$  combinatie te kiezen waaraan (12) voldoet, en te controleren of die combinatie in overeenstemming is met de eis die de grafiek op bijlage 6, 7 of 8 stelt, is na enig zoeken de juiste  $\gamma$  en  $\delta$  te vinden.

### Opmerking 1.

In voorgaande berekeningen komt nergens tot uiting het feit dat het voorschip met het afnemen van  $v_s$  in de tijd, en dus het afnemen van  $\frac{t}{h}$ , stijgt. De ruimte die daarmee vrijkomt moet worden gevuld met water. Voor de proef waarbij alle gebeurtenissen het heftigst verlopen, nl voor  $h = 4,50 \text{ m}$  en  $v_{s0} = 2,09 \text{ m/s}$ , is deze stijging maximaal  $0,005 \text{ m/s}$ , wat een debiet van ca.  $2,5 \text{ m}^3/\text{s}$  vergt. Vergelijken met br.  $Q_v \approx 100 \text{ m}^3/\text{s}$  is dit evenwel van te verwaarlozen betekenis. Verrekening van het effect van dit debiet je zal een enigszins kleinere golfhoogte  $\Delta h$  geven, vooral gedurende de eerste 15 à 20 seconden. ( $\Delta h$  verloopt namelijk ongeveer kwadratisch met  $v_s$ )

### Opmerking 2.

Aangenomen is steeds dat het verschijnsel als een quasi-permanente beweging berekend mag worden. Het schip vertraagt echter in de tijd, en daar mee neemt ook de stroomsnelheden af, en de vraag dient nog te worden beantwoord of dit merkbare invloed heeft op de uitkomsten van de berekening. Een eventuele foutbron is geleger in de toepassing van de vergelijking van Bernoulli voor de stromingen bij het voorschip. Alle andere waterbewegingen zijn namelijk opgevat als golfschijnsels, en daar in is dus de niet-permanente verwerkt. Daarbij wordt opgemerkt dat die stroming bij de boeg het hele gebeuren bij de invaart in de sluismond wel erg sterk beheert. Het verval bij de boeg is, in vergelijking tot wat er verder naar achter gebeurt, erg groot.

Willen we de invloed van de verwaarlozing van het niet-permanente karakter nagaan, dan schrijven we de bewegingsvergelijking langs een stroomlijn in zijn algemene vorm op:  $\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + k_s$ , en vergelijken we de twee termen  $\frac{\partial v}{\partial t}$  en  $v \frac{\partial v}{\partial s}$  met elkaar.  $v \frac{\partial v}{\partial s}$  kan ook wor-

dew geschreven als  $\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right)$ . Voor  $h = 4,50$  m en  $v_{s0} = 2,03$  m/s is  $\frac{\partial v_s}{\partial t} = 0,03$  m/s<sup>2</sup>, en  $\frac{\partial u_n}{\partial t} = 0,023$  m/s<sup>2</sup>, zodat

$$\frac{\partial}{\partial t} (u_n + v_s) \approx 0,05 \text{ m/s}^2$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right) = \frac{(u_n + v_s)^2 - (v_s - v_r)^2}{2s} = \frac{10}{s}. \text{ De versnelling speelt}$$

zich af over een afstand van slechts 8 à 9 m, zodat

$\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{v^2}{2} \right) = 1,2 \text{ m}^2/\text{s}$ . Dus de term die het niet permanente karakter vertegenwoordigt is slechts  $\frac{1}{24}$  van de Bernoulli-term. Bij andere waterdalen en aanvaarsnelheden liggen de verhoudingen ongeveer overeenkomstig. Voor de berekening mag dus het niet-permanente karakter worden verwaarloosd zonder dat al te grote fouten in de resultaten zullen optreden.

## VII.

Resultaten van de golphoogteberekeningen.

Op de bijlagen 11, 12 en 13 is grafisch weergegeven het verloop van de invaart bij verschillende waterstanden en invaarsnelheden. De getrokken lijnen geven aan het snelheidaprogramma, resp. de opstuwning voor de boeg als functie van de tijd, zoals die in het model zijn gemeten. De streeplijn geeft aan het berekende verloop van de opstuwning. Op het tijdstip  $t = 0$  is de voorste tip van de boeg juist in het vlak van het sluisfront gekomen; de berekening valt aan op het ogenblik dat het volle scheepsprofiel binnen de sluismond is. (zie voor de vorm van de boeg bijlage 1). Dan treedt ook de grootste golphoogte op. Verder wordt de berekening na ca. 10 seconden beëindigd omdat dan de tegen het gesloten hoofd teruggekaatste golf zijn invloed zo sterk gaat later gelden dat verificatie van de berekening aan de modelresultaten geen zin meer heeft. De vorm van het voorfront van de translatiegolf is niet berekend. Hiervoor zou een volledig drie-dimensionaal stroombild moeten worden berekend, waarin ook de gedeeltelijke vernauwing van het kanaal over de laatste 100 m tot uitdrukking zou moeten komen. Daarbij wordt wel opgemerkt dat voor de praktijk deze vorm zeer belangrijk is, daar ze voor een goed deel bepalend is voor de krachten die op reeds in de sluis afgemeerde schepen zullen worden uitgeoefend.

Wanneer het gemeten verloop van de opstuwning wordt vergeleken met het berekende verloop, dan valt allereerst op dat steeds de modelproef een minder snelle afname van de golphoogte te zien geeft dan de berekening. De volgende factoren kunnen hierbij van invloed zijn geweest:

- 1°. Bij de berekening is de invloed van de positieve terugkaatsing van de negatieve golf die naar achter loopt steeds verwaarloosd. Daardoor wordt de berekende golphoogte na  $t = \text{ca. } 30 \text{ sec}$ . kleiner dan in werkelijkheid.

2. Bij de berekening bleek steeds de waterstand naast het schip, en daarmee het profiel voor de retouerstroom, kleiner resp. lager te zijn dan in hoofdstuk IV blz 11 werd aangenomen. Dit geldt ook weer vooral vanaf  $t = \text{ca } 15 \text{ sec}$ . Och hierdoor komen de berekende golfhoogten wat te laag uit.

Wat verder opvalt is dat de afwijkingen in de golfhoogte bij de kleine invaarsnelheden relatief groot zijn (behalve voor  $h = 5,50 \text{ m}$ .) Een verklaring hiervoor is niet gevonden.

De algemene conclusie kan zijn dat, wanneer het snelheidaprogramma wordt gegeven, de hoogte van de voor de boeg uit lopende translatiegolf vrij goed kan worden berekend.

VIII.Vertraging van de duw eenheid.

Nu bij gegeven snelheidsprogramma de translatiegolf redelijk nauwkeurig kan worden berekend is een logische volgende stap de berekening van dat snelheidsverloop. Dit komt in feite neer op het berekenen van de vertraging van de duw eenheid gedurende de invaart manuever.

Als uitgangspunt wordt weer genomen de permanente vaart van de duw eenheid in het kanaal. De krachten die daar in langssleepse richting op het schip werken zijn:

1. de kracht op de boeg,
2. de huidwrijving,
3. de kracht op de schroef,
4. de kracht op het achterschip.

Wanneer het schip voor een deel met het voorschip in de sluis steekt werken dezelfde krachten, doch ze zullen een andere grootte hebben. Nu wordt aangenomen dat de som van de krachten 2, 3 en 4 niet verandert, en alleen vergroting van de kracht op de boeg de vertraging veroorzaakt. Ter motivering van deze aanname het volgende: de huidwrijving is bij een vertraging met een orde van grootte als bij de modelproeven blijk van ondergeschikt belang. Een relatief kleine verandering van de wrijving kan dus worden verwaarloosd. De schroefkracht zal ook niet veel veranderen: het vermogen verandert niet, en de stroom snelheid van het water waarin de schroef draait verandert ook niet zo sterk dat de kracht op de schroef duidelijk groter of kleiner wordt. De kracht op het achterschip tenslotte zal in ieder geval vrijwel gelijk blijven totdat de negatieve translatiegolf het hek heeft bereikt (na ca. 20 sec), en ook daarna niet veel veranderen. De stroom snelheden langs de rondingen van het achterschip veranderen niet sterk, en de stroom zal de scheepswand toch al vrij vroeg loslaten.

In deze aanname kan de vertragingsskracht als volgt worden berekend. Uit de grafiek volgens Schijf, bijlage 5, kan bij de permanente vaart in het wijde kanaalprofiel, in gegeven scheepsnelheid  $v_{s0}$ , de retournelheid  $u_{wo}$  en de spiegeldeeling  $z_0$  worden bepaald. Wanneer nu de impulsvergelijking wordt opgesteld voor de waterbeweging bij de boeg, kan de kracht op de steven,  $K_w$ , worden uitgedrukt in  $F_w$ ,  $f$ ,  $h$ ,  $h_s$ ,  $z_0$ ,  $v_{s0}$  en  $u_{wo}$ ,  $\rho$  en  $g$  (voorbetekenis der symbolen zie blz 3). Evenzo kan de kracht op de boeg in het nauwe profiel,  $K_n$ , middels de impuls-wet worden uitgedrukt in  $F_n$ ,  $f$ ,  $h_s$ ,  $h$ ,  $g_h$ ,  $g_h$ ,  $z$ ,  $v_s$  en  $u_n$ ,  $\rho$  en  $g$ . De verschilkracht,  $K = K_n - K_w$ , is dan de vertragende kracht. Wanneer voor de te vertragen massa voorlopig het tonnage van 11300 ton  $\cong 11,3 \cdot 10^6$  kilogrammassa wordt genomen, en even de virtuele massa van het mede te vertragen water buiten beschouwing wordt gelaten, dan kan de vertraging a worden berekend.

De continuïteitsvergelijking voor het in het kanaal varende schip (bijlage 14) leidt als volgt:

$$u_{s0} \cdot F_w = (v_{s0} + u_{wo}) \left( F_w - \frac{F_w}{h} \cdot z_0 - f \right), \quad (16)$$

metkeden ten opzichte van het varende schip genomen. De impulsvergelijking leidt:  $d(\overleftarrow{mv}) = \overleftarrow{K} dt$

$$\begin{aligned} d(\overleftarrow{mv}) &= -\rho \cdot F_w \cdot v_{s0} dt \cdot v_{s0} + \left( F_w - \frac{F_w}{h} \cdot z_0 - f \right) \cdot \rho \cdot (v_{s0} + u_{wo})^2 dt \\ d(\overleftarrow{mv}) &= -\rho \cdot F_w dt v_{s0}^2 + \rho \cdot F_w \cdot v_{s0} \cdot dt \cdot (v_{s0} + u_{wo}) \\ d(\overleftarrow{mv}) &= +\rho \cdot dt \cdot F_w \cdot v_{s0} \cdot u_{wo} \end{aligned} \quad (17)$$

In deze  $u_{wo}$ , en ook in  $z_0$  zit de onregelmatigheid in de retournelheidsverdeling ( $\alpha = 1,1$ ) al verdiscontineert wanneer de getalwaarden uit bijlage 5 worden betrokken.

$$\overleftarrow{K} = \frac{1}{2} \rho g \cdot F_w \cdot h - \frac{1}{2} \rho g (h - z_0)^2 \cdot \frac{F_w}{h} + \frac{1}{2} \rho g b_s \cdot h_s^2 - K_w$$

$$\overleftarrow{K} = \rho \cdot g \cdot \left\{ \frac{1}{2} F_n \cdot h \left( 1 - \left( 1 - \frac{z_0}{h} \right)^2 \right) + \frac{1}{2} f \cdot h_s - \frac{K_n}{\rho g} \right\}$$

$$\overleftarrow{K} = \rho \cdot g \cdot \left\{ F_n \cdot h \left( \frac{z}{h} - \frac{1}{2} \cdot \frac{z^2}{h^2} \right) + \frac{1}{2} f \cdot h_s - \frac{K_n}{\rho g} \right\} \quad (18)$$

met  $\overleftarrow{K} = \frac{d(\overleftarrow{mv})}{dt}$  :

$$F_n \cdot \frac{v_{so} u_{wo}}{g} = F_n \cdot z_0 - \frac{1}{2} \cdot F_n \cdot \frac{z_0^2}{h} + \frac{1}{2} h_s \cdot f - \frac{K_n}{\rho g}$$

Indat:

$$\frac{K_n}{\rho \cdot g} = F_n \cdot z_0 + \frac{1}{2} f \cdot h_s - F_n \cdot \frac{v_{so} \cdot u_{wo}}{g} \quad (19)$$

(in vgl (19) is het quotiënt  $\frac{z_0^2}{h^2}$  verwaarloosd t.o.v.  $\frac{z_0}{h}$ )

Op overeenkomstige wijze is de kracht op het voorschip te bepalen wanneer de duwendeheid al voor een deel in de sluis vaart, zie onderste figuur op bijlage 14. De continuïteitsvergelijking leidt:

$$(1+\delta)(v_s - v_r) = \left( 1 - \frac{z}{h} - \frac{f}{F_n} \right) \cdot (v_s + u_n) \quad (1)$$

Impulsvergelijking:  $\overleftarrow{K} dt = d(\overleftarrow{mv})$

$$\begin{aligned} d(\overleftarrow{mv}) &= -(v_s - v_r) \cdot \rho \cdot dt \cdot (v_s - v_r) \cdot (1+\delta) \cdot F_n + \\ &+ (v_s + u_n) \cdot \rho \cdot dt \cdot F_n \left( 1 - \frac{z}{h} - \frac{f}{F_n} \right) (v_s + u_n). \end{aligned}$$

Substitutie van (1) geeft:

$$d(\overleftarrow{mv}) = \rho \cdot dt \cdot (v_s - v_r) \cdot (u_n + v_r) \cdot (1+\delta) F_n \quad (20)$$

$$\overleftarrow{K} = \frac{1}{2} \rho g \cdot F_n (1+\delta) \cdot h (1+\delta) - \frac{1}{2} \rho g \cdot F_n (1-\gamma) \cdot h (1-\gamma) +$$

$$+ \frac{1}{2} \rho \cdot g \cdot b_s (h_s + z - \gamma h)^2 - K_n$$

$$\overleftarrow{K} = \frac{1}{2} \rho g h F_n (1+\delta)^2 - \frac{1}{2} \rho g h F_n (1-\gamma)^2 + \frac{1}{2} \rho g b_s (h_s + z - \gamma h)^2 - K_n$$

of:  $\overleftarrow{K} = \rho g h F_n \left\{ \delta + \gamma + \frac{1}{2} (\delta^2 - \gamma^2) \right\} + \frac{1}{2} \rho g b_s (h_s + z - \gamma h)^2 - K_n \dots (21)$

Zodat de impulsvergelijking wordt:

$$\frac{K_n}{pq} = F_n \left( \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) h + F_n \left( \gamma - \frac{\gamma^2}{2} \right) h + \frac{1}{2} b_s (h_s + \delta - \gamma h)^2 + - \frac{(v_s - v_v)(u_n + v_v)}{g} \cdot (1 + \delta) \cdot F_n \quad (22)$$

Wil deze  $K_n$  vergelijkbaar zijn met  $K_W$ , dan moet nog de hoogte-  
ligging van het schip worden gecontroleerd. Bij de vaart in het  
kanaal was de afzinking  $z_0$ , en nu is deze  $z$ . Het achter-  
schip wordt evenwel geacht nog steeds de afzinking  $z_0$  te hebben.  
Daardoor hebben de drukken tegen de bodem van de lichters dus  
nog een horizontale, naar achter gerichte, ontbindende. De hier-  
door vereiste correctie kan eenvoudig worden gerealiseerd door  
bij de  $z$  in de term  $\frac{1}{2} b_s (h_s + z - \gamma h)^2$  het verschil tussen  $z_0$  en  $z$  op  
te tellen, m.a.w. voor  $z$  nu  $z_0$  te schrijven. Dan wordt vgl. (22) a.v.

$$\frac{K_n}{pq} = F_n \left( \delta + \frac{\delta^2}{2} \right) h + F_n \left( \gamma - \frac{\gamma^2}{2} \right) h + \frac{1}{2} b_s (h_s + z_0 - \gamma h)^2 + - (1 + \delta) \cdot F_n \cdot \frac{(v_s - v_v)(u_n + v_v)}{g} \quad (22')$$

Gevonden was reeds:

$$\frac{K_W}{pq} = F_n \cdot z_0 + \frac{1}{2} f \cdot h_s - F_n \frac{v_{s0} \cdot u_{w0}}{g} \quad (19)$$

Nu is:

$$\frac{K_V}{pq} = \frac{K_n}{pq} - \frac{K_W}{pq} \quad , \quad (23)$$

waarin  $K_V$  voorstelt de kracht die de duwenergie vertraagt.

Wanneer deze formules worden toegepast voor br.  $h = 4,50 \text{ m}$   
en  $v_{s0} = 2,09 \text{ m/s}$  - zie bijlage 11, bovenste figuur - dan is:  
 $f = 75,3 \text{ m}^2$ ,  $F_n = 398 \text{ m}^2$ , en volgens bijlage 5:  $z_0 = 0,042h = 0,19 \text{ m}$   
 $u_{w0} = 0,095 \sqrt{gh} = 0,63 \text{ m/s}$

$$F_n \cdot z_0 \cdot pq = 75,3 \cdot pq \quad N$$

$$\frac{1}{2} f \cdot h_s \cdot pq = 124 \cdot pq \quad N$$

$$F_n \cdot \frac{v_{so} \cdot u_{wo}}{q} \cdot p \cdot g = 53,6 \text{ pq N}$$

$$\text{Hodat } K_n = 75,3 \text{ pq} + 124 \text{ pq} - 53,6 \text{ pq} = 145,7 \text{ pq N}$$

Wanneer voor  $t = 6$  sec en  $v_s = 2,00$  m/s de  $K_n$  wordt berekend, uitgaande van de berekende golfhoogte:  $\delta h = 0,62$  m;  $\delta = 0,138$ , dan is  $y_h$  te bepalen m.b.v. bijlage 6:  $y_h = 0,48$  m;  $\gamma = 0,106$

$$v_v = \delta \left(1 - \frac{1}{4}\delta\right) \sqrt{gh} = 0,89 \text{ m/s} \quad (\text{vgl. (5)})$$

$$u_n = \frac{(v_s - v_v)(1 + \delta)}{1 - \frac{1}{4}\delta - \delta^2/F_n} - v_s = 2,77 \text{ m/s} \quad (\text{vgl. (1)})$$

De termen van vgl. (22<sup>a</sup>) luiden dan:

$$F_n \left(\delta + \frac{\delta^2}{2}\right) h \cdot pq = 72,0 \text{ pq N}$$

$$F_n \left(\gamma - \frac{\delta^2}{2}\right) h \cdot pq = 48,6 \text{ pq N}$$

$$\frac{1}{2} b_3 (h_s + z_0 - y_h)^2 \cdot pq = 103,2 \text{ pq N}$$

$$(1 + \delta) \cdot F_n \cdot (v_s - v_v) (u_n + v_v) \frac{1}{q} \cdot pq = 50,9 \text{ pq N},$$

$$\text{Hodat } K_n = 72,0 \text{ pq} + 48,6 \text{ pq} + 103,2 \text{ pq} - 50,9 \text{ pq} = 172,7 \text{ pq N}.$$

$$\text{en } K_v \text{ berekend} = K_n - K_w = 27,2 \text{ pq newton.}$$

Mit de voorproeven is gebleken dat voor  $t = 6$  sec de vertraging  $a = 0,03$  m/s<sup>2</sup> is. Wanneer de te vertragen massa wordt gesteld op de waterverplaatsing van de duw eenheid, zonder virtuele massa dus, dan is  $K_v$  gemeten =  $11300 \cdot 0,03 = 34,5$  pq N.  $K_v$  gemeten kan dus wel groter zijn dan 34,5 pq N (virtuele massa), maar zeker niet kleiner. Nu blijkt dus dat  $K_v$  berekend = = 0,7 à 0,8 ×  $K_v$  gemeten, een verhouding die ook voor andere waterdiepten, invaarsnelheden en en tijdstippen wel ontgaat wordt gevonden.

De oorzaak van deze sterke afwijking kan zijn gelegen in de waarde van  $z_0$ . Een variatie van  $z_0$  werkt namelijk zeer sterk door in de waarde van  $K_v$  berekend, doordat twee vrij grote getallen worden afgetrokken, waarbij het verschil tamelijk klein blijft. Wanneer bv. voor  $z_0 = 0,17$  m wordt genomen, dan staat  $K_v$  berekend juist overeen met  $K_v$  gemeten.

Als nu nog de grafieken 4 en 5 nader worden vergeleken, dan valt op dat een variatie in  $\alpha$  tussen 1,00 en 1,10 geen noemenswaardige verandering in  $u_w$  brengt, maar voor de waarde van  $z/h$  van zeer grote invloed is. Zo is br. voor  $k_s/\sqrt{gh} = 0,315$  en  $f/F_w = 0,189$  :  $z/h = 0,042$  voor  $\alpha = 1,10$ , en  $z/h = 0,032$  voor  $\alpha = 1,00$ . Dus dat voor  $\alpha = 1,10$  en  $z = 0,19\text{ m}$ , de  $z$  voor  $\alpha = 1,00$  slechts 0,14 m bedraagt. Het op de vorige blz. genoemde bedrag van 0,17 m ligt hier juist tussenin.

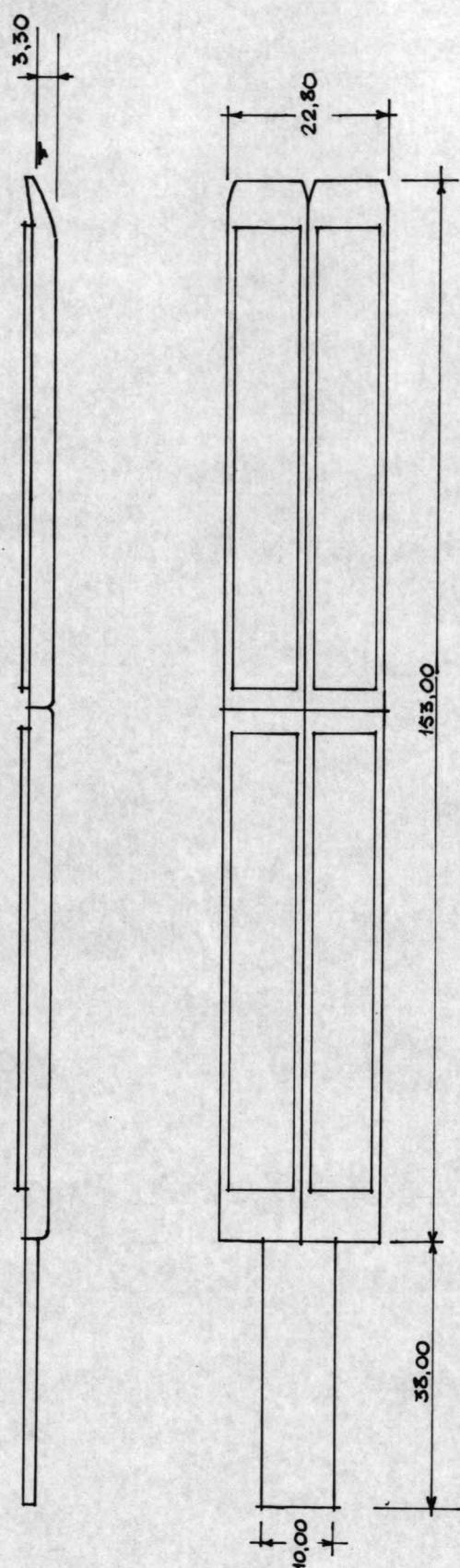
De conclusie kan zijn dat het niet mogelijk is de vertraging van de duurzaamheid tijdens het invaren van de sluis voldoende nauwkeurig te berekenen. Een van de oorzaken hiervan is dat de berekening van de spiegeldaling bij eenparige vaart in een recht kanaal volgens de theorie van ir. J.B. Schijf nog niet voldoende nauwkeurig is; de verdeling van de retournelheid over het profiel is een nog te ongewisse zaak. Verder geeft een kleine variatie van de spiegeldaling te grote variaties in de vertraging.

IX. Het ontwerp van sluismond en toeleidingskanaal.

Wanneer een geringe steilheid van het voorfront van de positieve translatiegolf in de sluis wordt geëist in verband met trotskrachten van reeds in de sluis afgevoerde schepen, kan na de berekeningen van de hoofdstukken V en VI worden aangegeven welke richting het ontwerp van de sluismond zal moeten uitgaan. Getracht zal moeten worden de overgang kanaal - profiel - kolkprofiel zo geleidelijk mogelijk te maken. Men bereikt daar nu dan twee dingen:

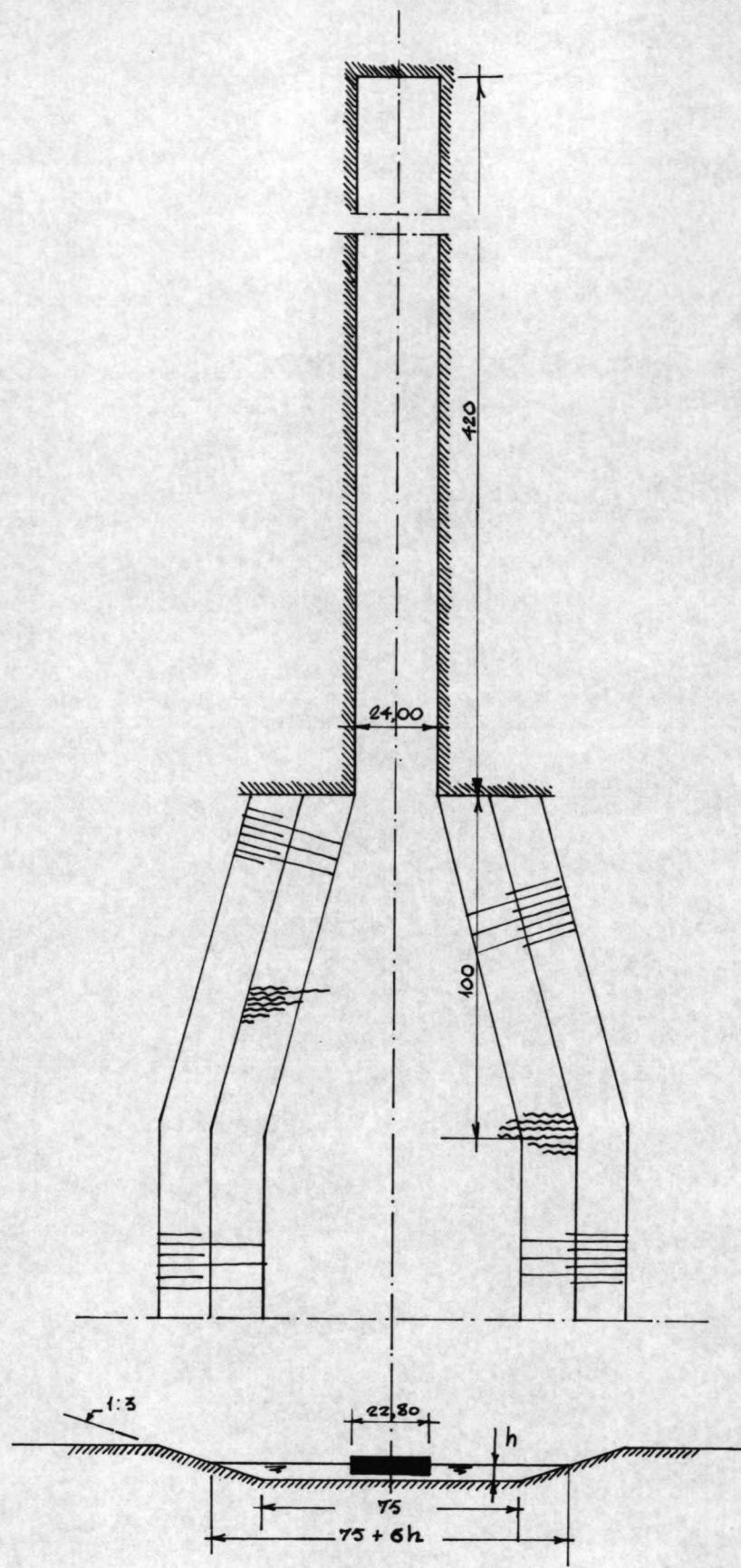
Ten eerste wordt hierdoor de maximale opstuwning geringer. De negatieve naar achter lopende translatiegolf zal door de geleidelijkheid van de verwaarseling ook in relatief nauw profiel lopen, waardoor zijn hoogte, of liever: diepte, relatief groot wordt, zodat de opstuwning voor de boeg als het ware beter wordt afgezogen.

Ten tweede geschieft het afknijpen van de retourstroom geleidelijker, waardoor ook de opstuwning geleidelijker zal toenemen. In het gunstigste geval zal de toename van de opstuwning ongeveer even langzaam verlopen als de afname van de opstuwning door de vertraging van de duurheid, zoals ongeveer weergegeven op de bijlagen 11, 12 & 13.



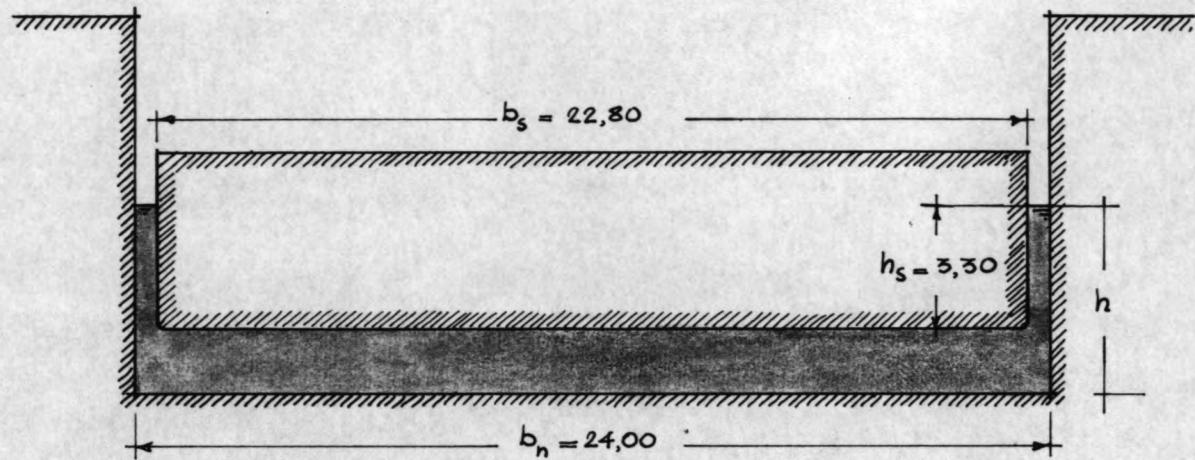
DUWBOOT "VULCAAN I" MET 2x2 LICHTERS.

SCHAAL 1:1000 (T.O.V. PROTOTYPE)  
MAREN IN METERS



SITUATIE

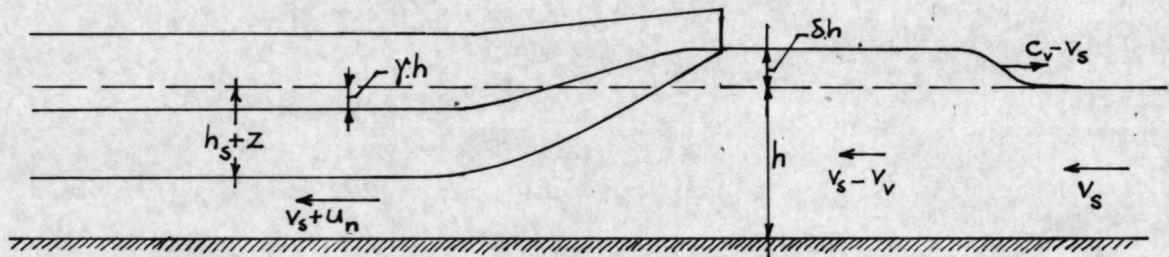
SCHAAL 1:2000 (T.O.V. PROTOTYPE)  
MÄTEN IN METERS



STILLIGGENDE DUWEENHEID IN SLUISKOLK

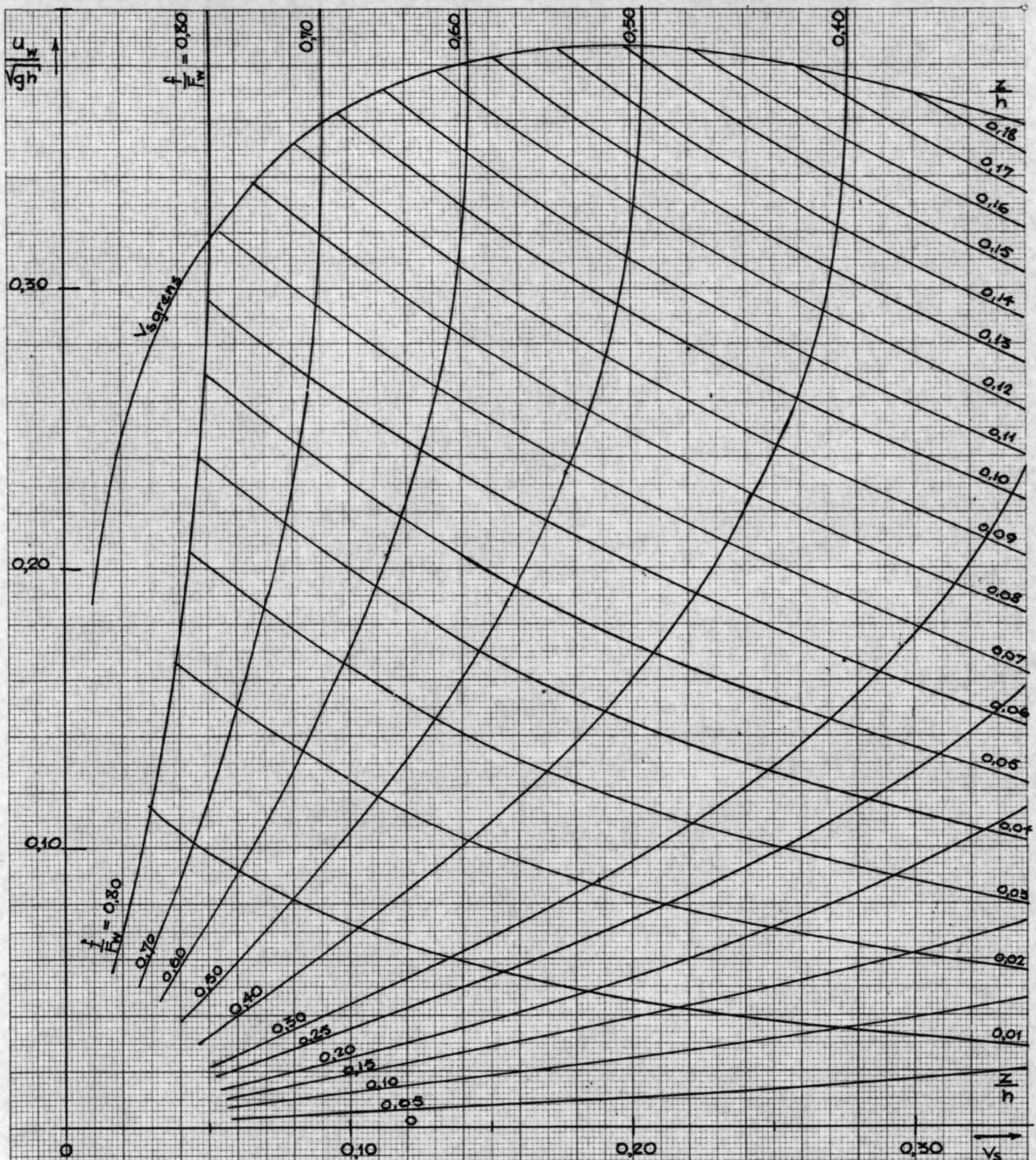
BIJ WATERDIEPTE VAN 5,00 M.

SCHAAL 1:200; MÅTEN IN METERS.



BETEKENIS VAN DE IN HOOFDSTUK IV GEBRUIKTE SYMBOLEN.

ASSENKRUIS MEEBEWEGEND MET SCHIP. (NIET OP SCHAAL !)



$v_s$  = SCHIEPSSNELHEID T.O.V. DE OEVER

m/s

$u_w$  = RETOURSNELHEID T.O.V. DE OEVER

m/s

$z$  = SPIEGELDALING

m

$f$  = OPPERVLAKTE GROOTSPANT

$m^2$

$F_w$  = KANAALPROFIEL

$m^2$

$h$  = WATERDIEpte

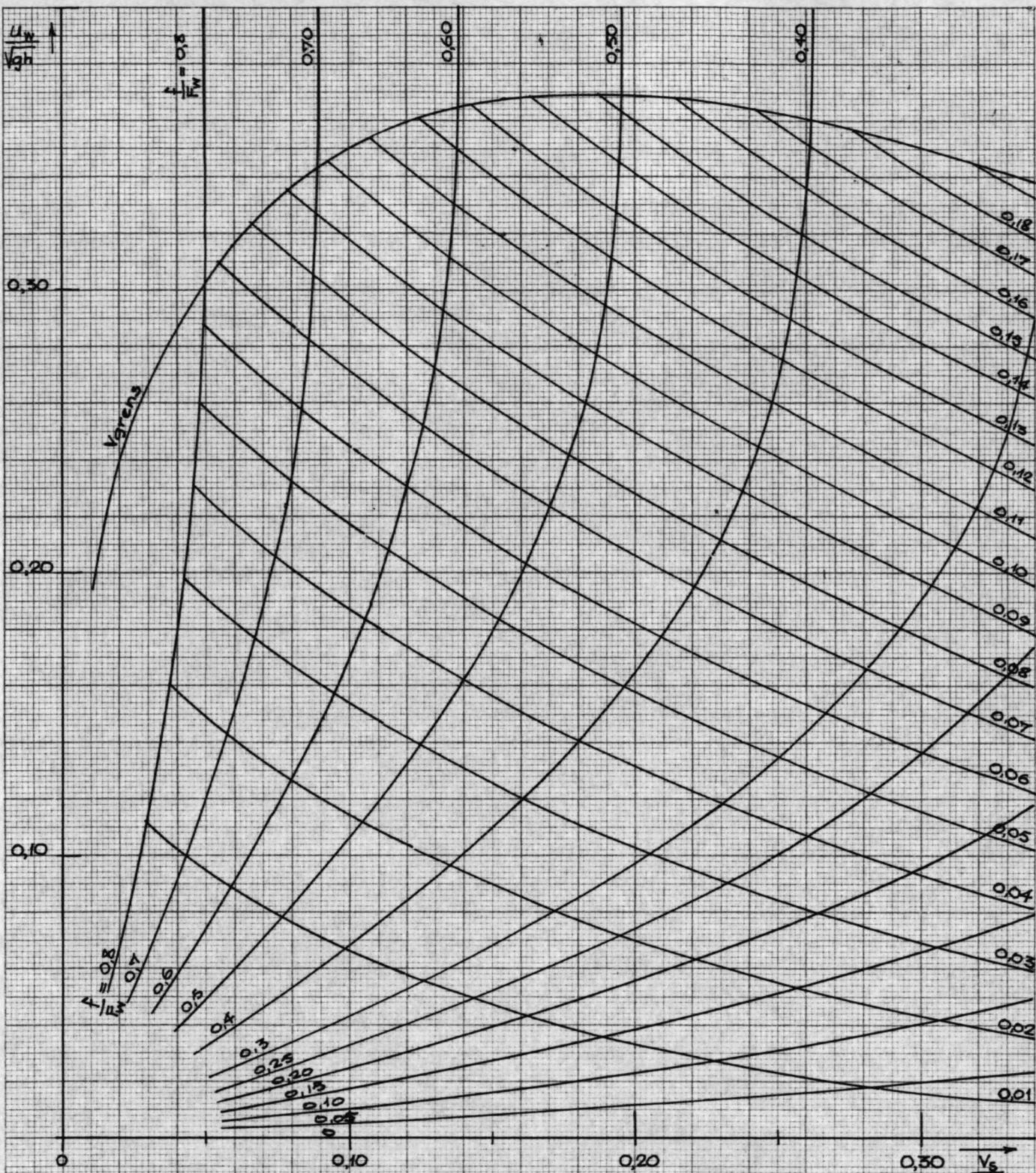
m

$$\frac{v_s}{Vgh} = \sqrt{\frac{2 \cdot z/h}{\left(1 - \frac{f}{F_w} - \frac{z}{h}\right)^2 - 1}}$$

$$\frac{u_w}{Vgh} = \left( \frac{1}{1 - \frac{f}{F_w} - \frac{z}{h}} - 1 \right) \frac{v_s}{Vgh}$$

DIAGRAM VAARSNELHEID EN SPIEGELDALING

VOLGENS SCHUF MET  $\alpha = 1,00$ .



$V_s$  = SCHEEPSNELHEID T.O.V. DE OEVER m/s

$U_w$  = RETOURSNELHEID T.O.V. DE OEVER m/s

$z$  = SPIEGELDALING m

$F$  = OPPERVLAKTE GROOTSPANT  $m^2$

$F_w$  = KANAAL PROFIEL  $m^2$

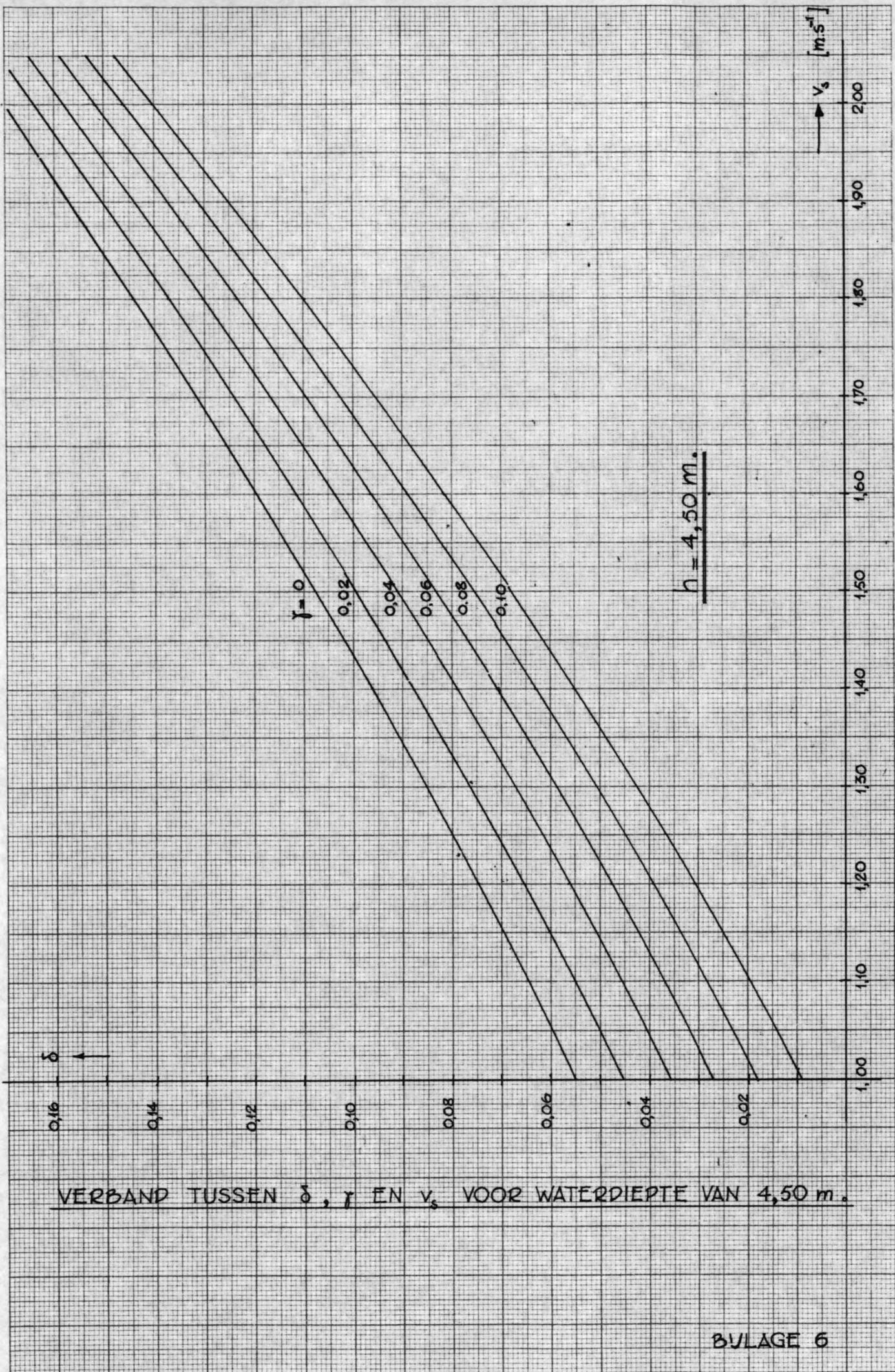
$h$  = WATERDIEpte m

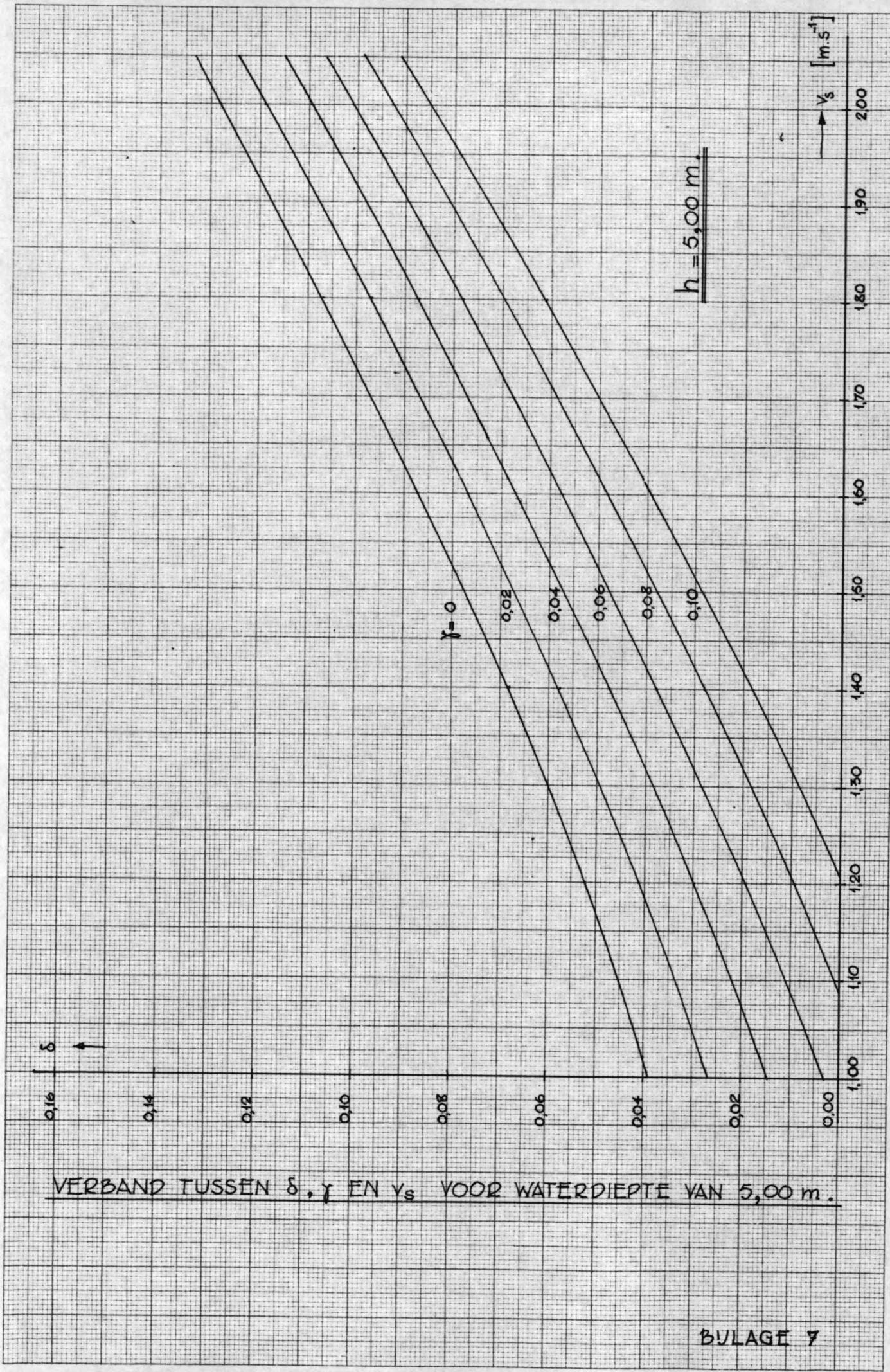
$$\frac{V_s}{Vgh} = \sqrt{\alpha \left( \frac{1}{1 - f/F_w - z/h} \right)^2 - 1}$$

$$\frac{U_w}{Vgh} = \left( \frac{1}{1 - f/F_w - z/h} - 1 \right) \frac{V_s}{Vgh}$$

DIAGRAM VAARSNELHEID EN SPIEGELDALING

VOLGENS SCHUF MET  $\alpha = 1,10$ .





$\delta$

0,12

0,10

0,08

0,06

0,04

0,02

0,00

f=0

0,02

0,04

0,06

0,08

1,00

1,10

1,20

1,30

1,40

1,50

1,60

1,70

1,80

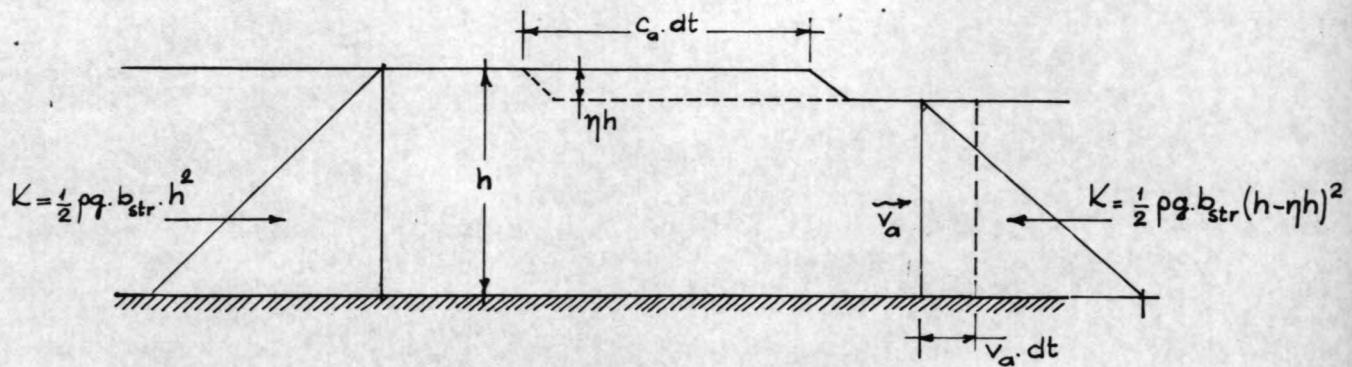
1,90

2,00

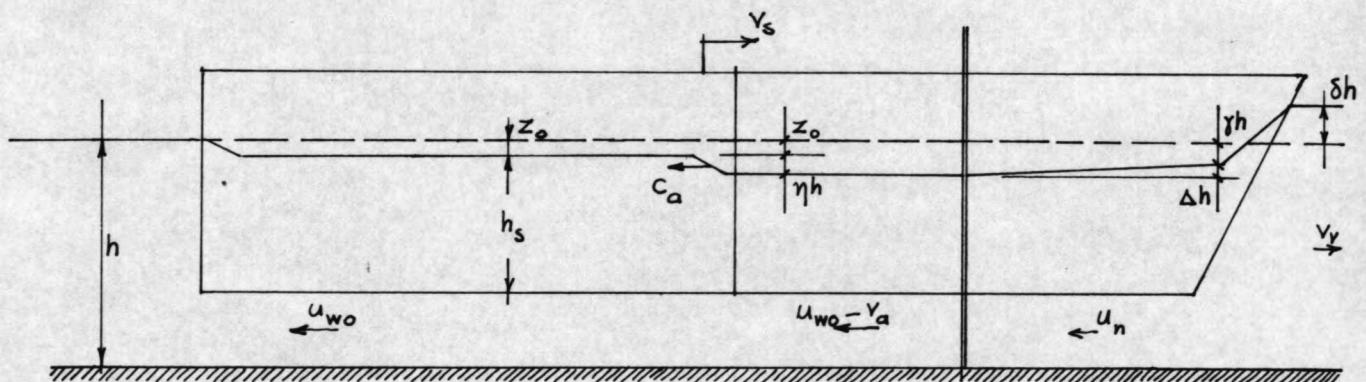
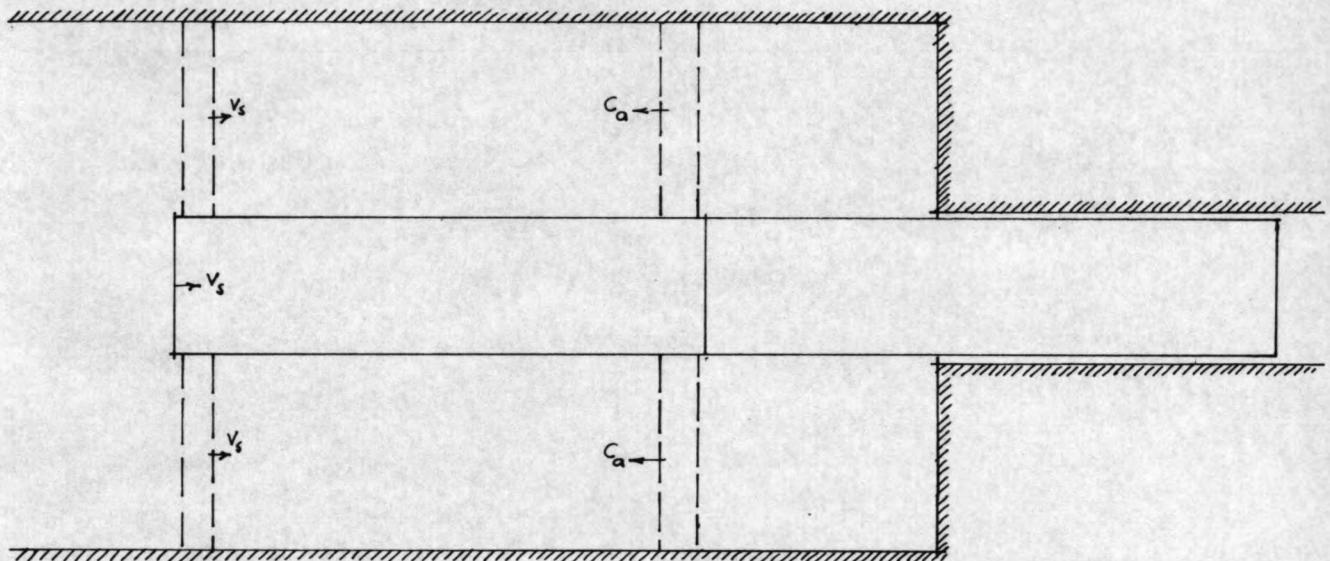
$v_s$  [ $m \cdot s^{-1}$ ]

$h = 5,50 \text{ m.}$

VERBAND TUSSEN  $\delta$ ,  $\gamma$  EN  $v_s$  VOOR WATERDIEpte VAN 5,50 m.

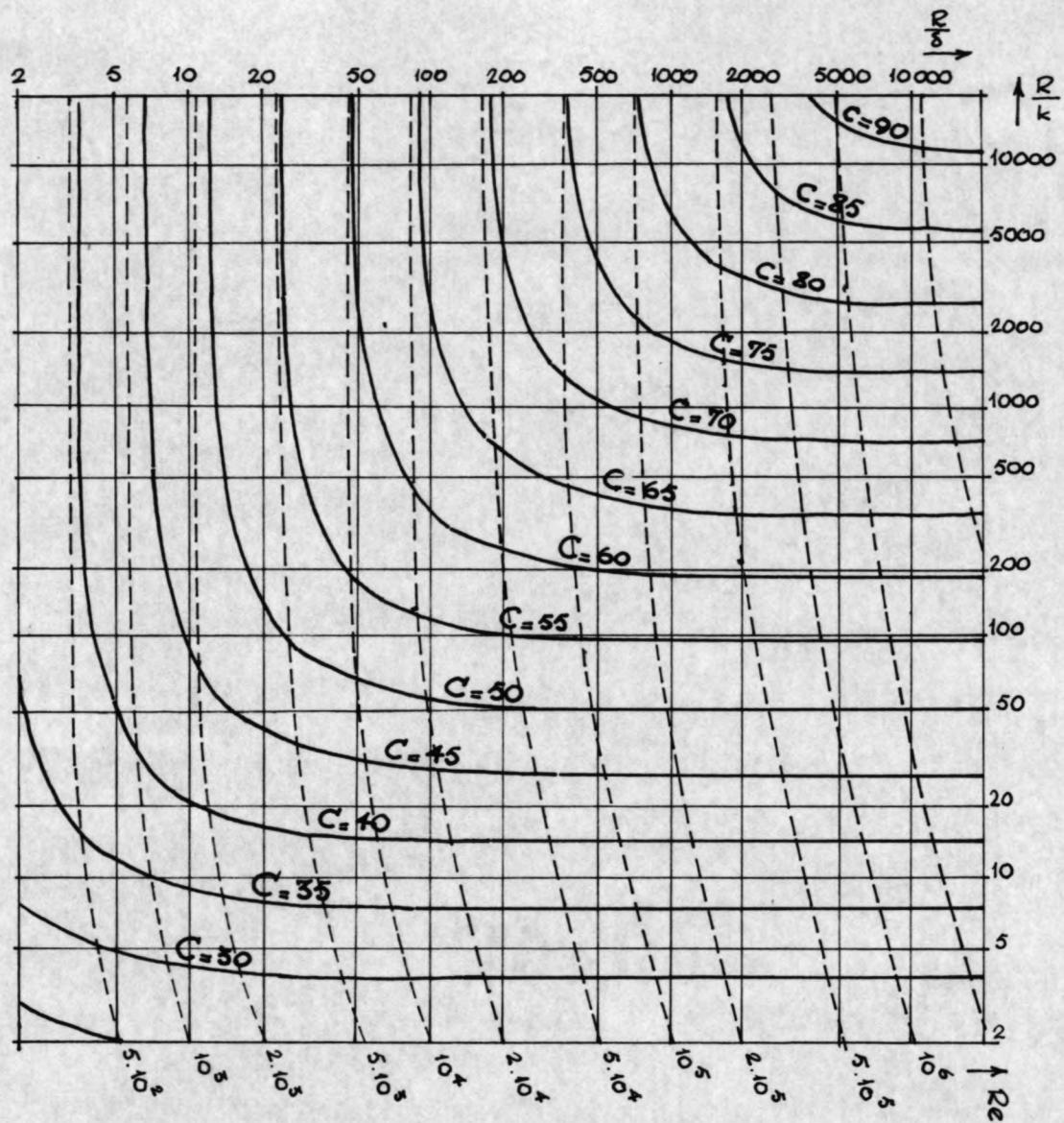


ILLUSTRATIE BY DE BEREKENING VAN  $c_a$ .



BETEKENIS DER IN HOOFDSTUK VI GEBRUIKTE SYMBOLEN.

ASSENKRUIS VAST T.O.V. DE OEVER.



GRAFIEK TER BEPALING VAN DE KONSTANTE VAN DE CHEZY.

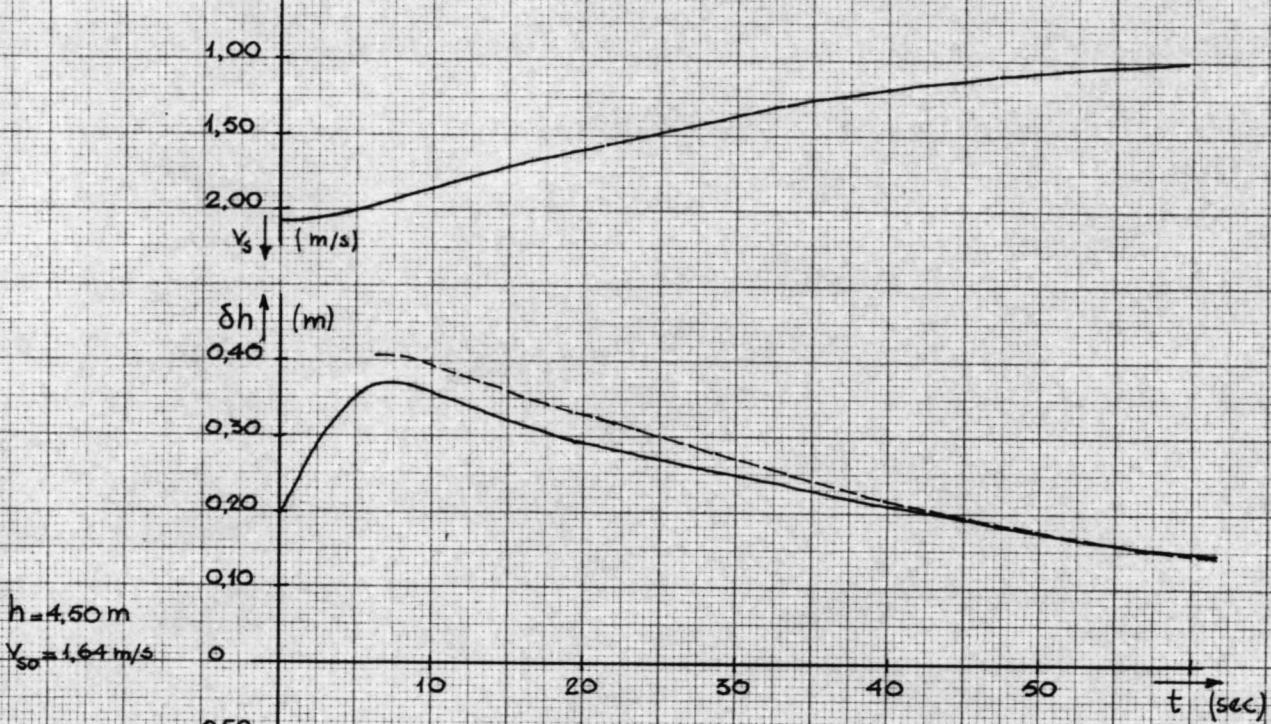
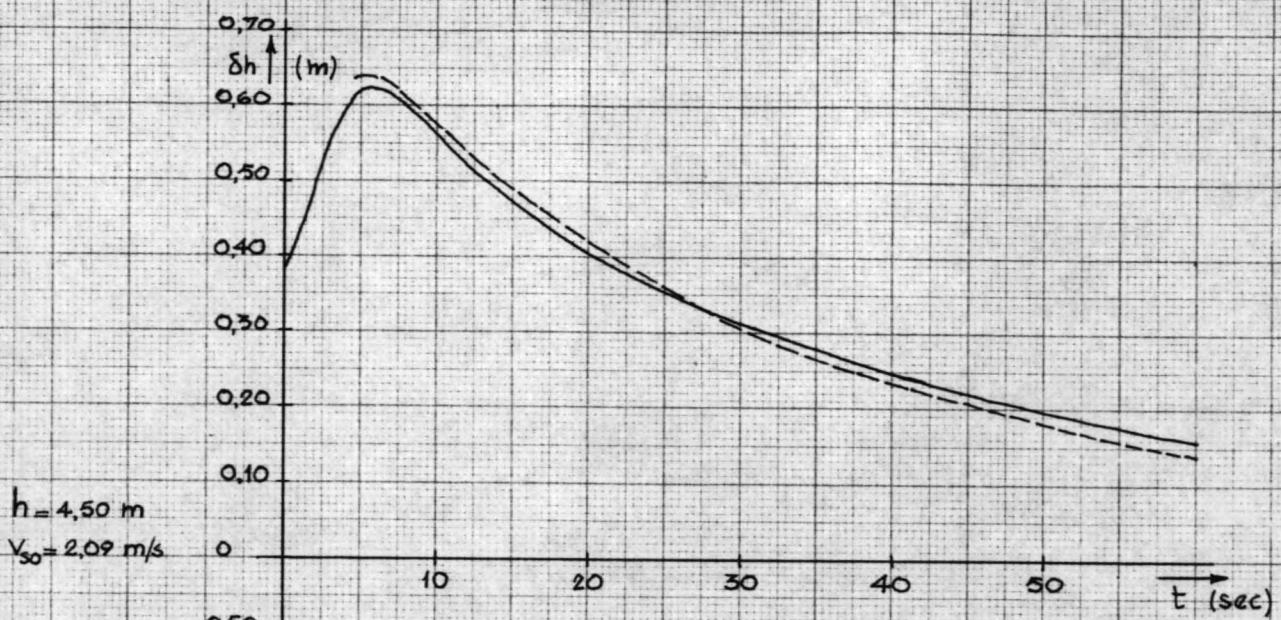
R = HYDRAULISCHE STRAAL

k = WANDRUVHEID (=  $\phi$  KORREL)

Re = GETAL VAN REYNOLDS

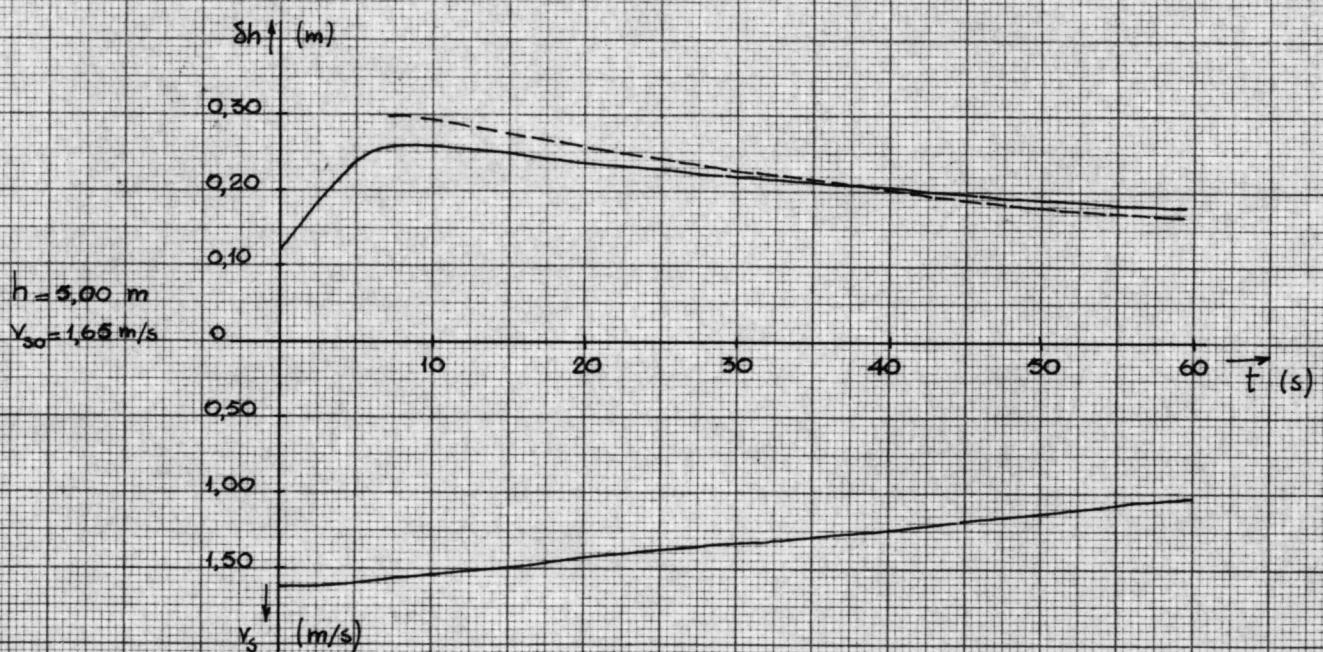
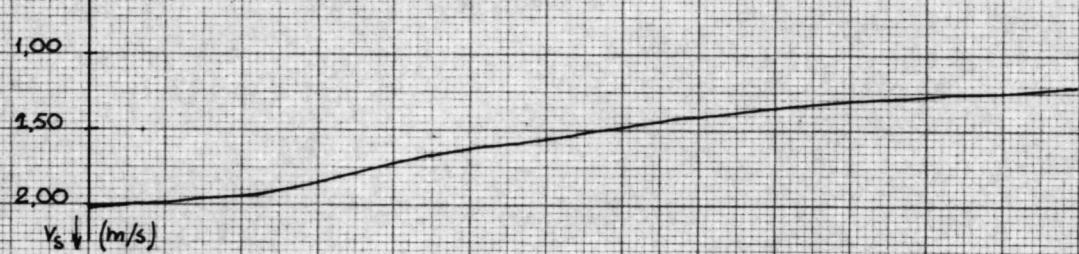
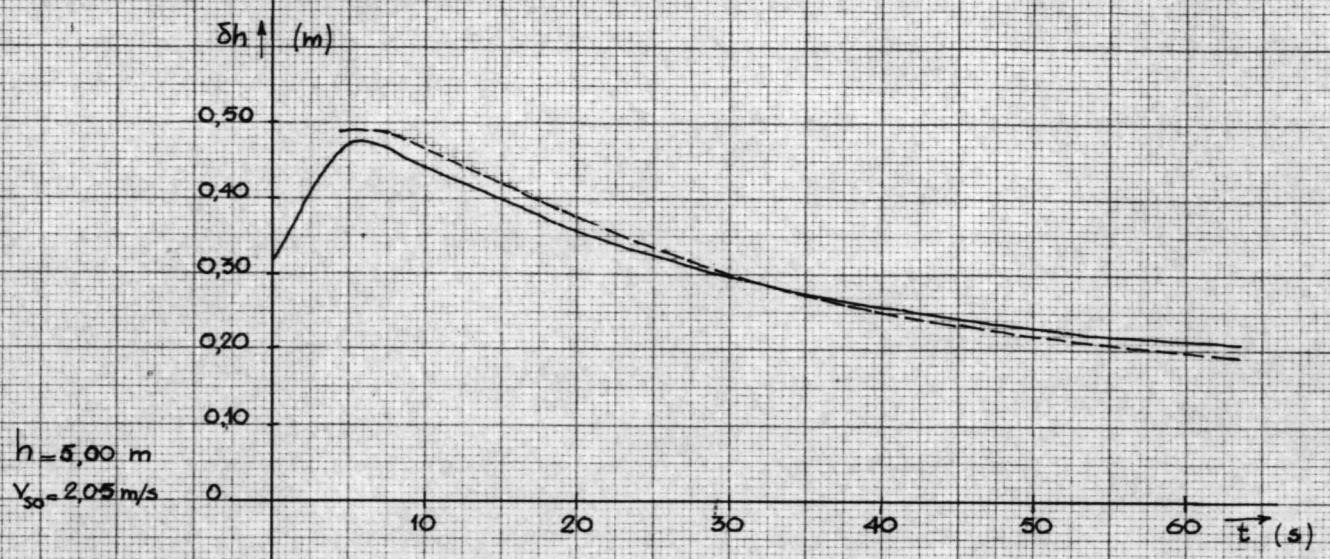
$\delta$  = GRENSLAAGDIKTE

C = KONSTANTE VAN DE CHEZY IN  $\frac{m^{\frac{1}{2}}}{sec}$



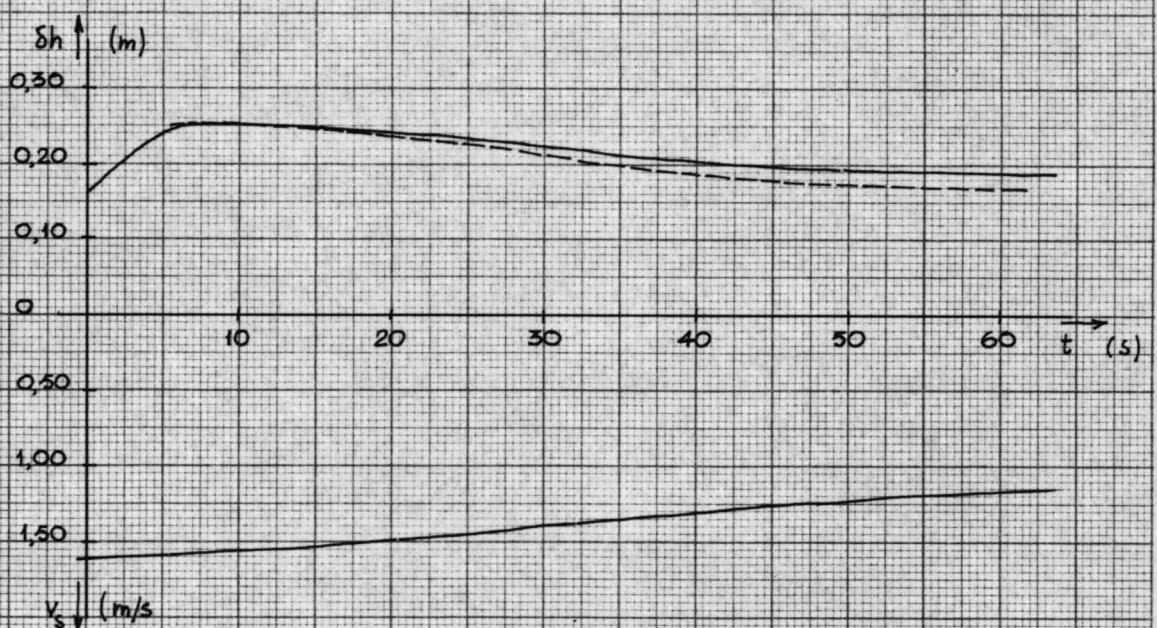
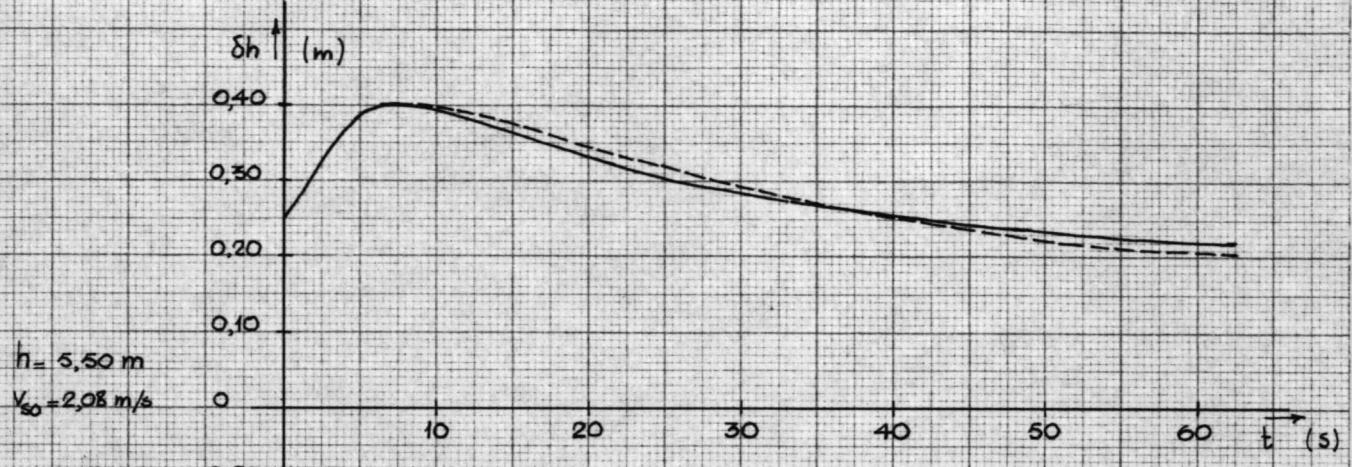
BEREKENDE EN GEMETEN GOLFHOOGTEN,  $h = 4.50 \text{ m}$

— BEREKEND  
— GEMETEN



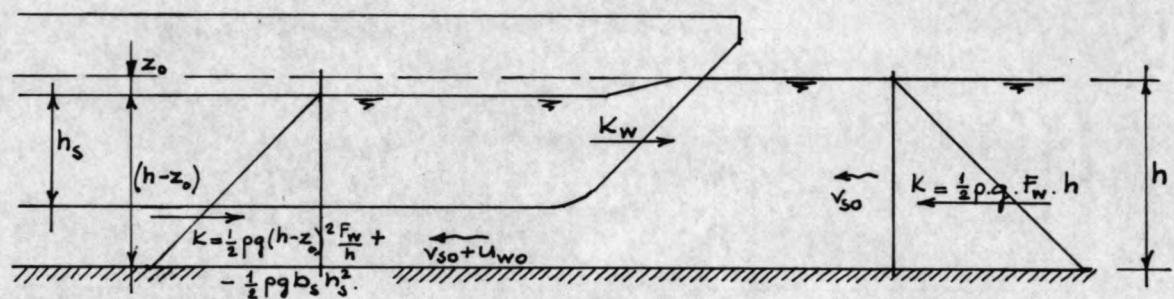
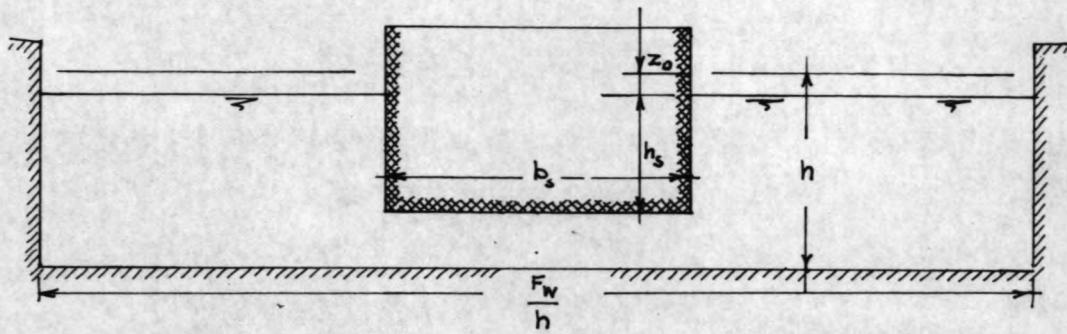
BEREKENDE EN GEMETEN GOLFHOOGTEN,  $h = 5,00 \text{ m}$ .

--- BEREKEND  
 —— GEMETEN

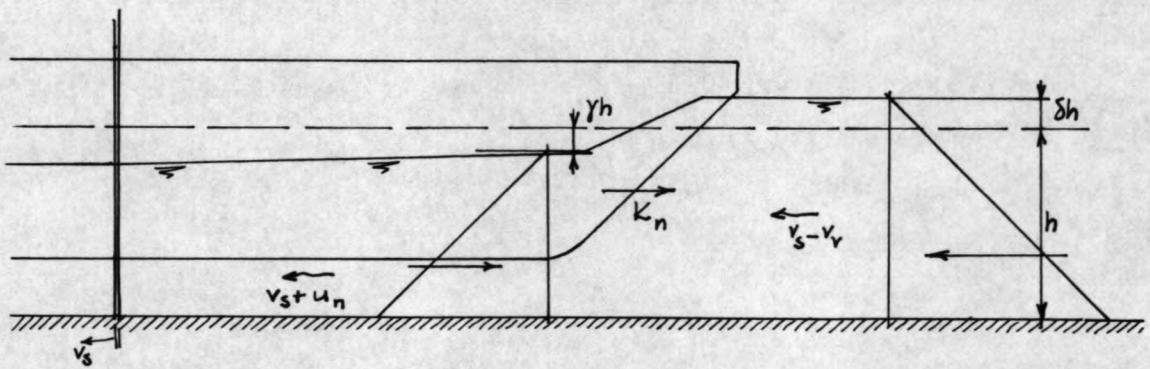
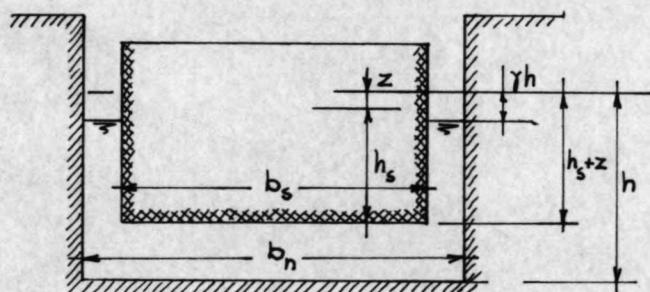


BEREKENDE EN GEMETEN GOLFHOOGTEN,  $h = 5,50 \text{ m}$ .

--- BEREKEND  
 —— GEMETEN



### DUWEENHEID IN KANAALPROFIEL.



### DUWEENHEID IN SLUISKOLK.

