Simulatie van Brandingsstromen met behulp van Radiation Stresses

door

A. Prakken

Deelontwerp Vloeistofmechanica

Begeleiders
dr. ir. J. A. Battjes
ir N. Booy
K. Popp

Delft juli 1975

Inhoud

	blz.
Hoofdstuk 1: Inleiding	1
1.1 Algemeen	1
1.2 Doel van deze studie	2
1.3 Beperkingen	2
1.4 Opbouw van het rapport	3
Hoofdstuk 2. Enige resultaten van de lineaire korte-golf theorie	5
2.1 Twee dimensionale sinusvormige golven	5
2.2 Refractie bij rechte evenwijdige dieptelijnen	6
2.2.1 Golfstralen	6
2.2.2. Energiebalans	7
Hoofdstuk 3. Radiation stress	9
3.1 Inleiding	9
3.2 Hoofdspanning in de voortplantingsrichting	10
3.3. Hoofdspanning in de richting van de golfkam	11
3.4 Transformatie van „radiation stresses"	11
3.5 Opstuwing ten gevolge van loodrecht invallende golven	13
3.5.1 Buiten de brandingszone	14
3.5.2 Binnen de brandingszone	15
3.6 Radiation stress effect	15
Hoofdstuk 4. Het radiation stress programma	17
4.1 Inleiding	18
4.2 Numeriek schema	18
4.3 Bepaling van de energieoverdrachtsfactor	19
4.4. Opbouw van het „radiation stress" programma	20
4.5 Het stroomschema	21
4.6 Het computerprogramma	24
4.7 Aanpassing van het „rad. stress" programma	26
Hoofdstuk 5. Het „tides" getijprogramma	27
5.1 Algemene opzet	27
5.2 Getijvergelijkingen	27

		blz.
5.3	Het numeriek schema	28
5.4	Faciliteiten van het „tides" systeem	31
5.5	Invoer uitwendige krachten	31
5.6	Begrenzingen van het gebied	31
5.7	Aangrijpingspunten van uitwendige krachten	32
5.8	Opbouw van het rooster voor het getijprogramma	32
Hoofdstuk 6.	Het model van Gourlay	34
6.1	Inleiding	34
6.2	Beschrijving van het model	34
6.3	Toepassing procedure op het model	36
6.4	Diffractie	37
6.4.1	Inleiding	37
6.4.2	Bepaling van diffractiecoëfficienten	37
6.4.3	Toepassing diffractie op het model	38
6.5	Shoaling	40
6.6	Breking	40
6.6.1	Inleiding	40
6.6.2	Bepaling brekingscoëfficiënt	41
6.7	Golfhoogten	42
6.8	Tijdstap voor het getijprogramma	42
6.9	Resultaten van het rooster $0.40 \times 0.40\ m^2$	43
6.10	Resultaten van het rooster $0.20 \times 0.20\ m^2$	48
Hoofdstuk 7.	Simulatie van een haven in Ghana	56
7.1	Inleiding	56
7.2	Het heersende golfklimaat	57
7.2.1	Draper	57
7.2.2.	Sitarr	58
7.2.3	Waarnemers W.L.	58
7.3	Toepassing van de golfinformatie	58
7.4	Refractieprogramma	59
7.5	Uitwerking refractiediagram	61
7.6	Rooster voor het getijprogramma	63
7.7	Invoergegevens	63

		blz.
7.0	Resultaten	64
Hoofdstuk 8	Slotconclusies	69
	Aanbevelingen	70
	Symbolen	71
	Literatuur	73
Bijlage	1	75
"	2	93
"	3	95

Hoofdstuk 1.

Inleiding

1.1 Algemeen

De opwekking van stromen in één bepaalde richting, evenwijdig aan de kust, is één van de fundamentele factoren die betrokken zijn bij de vorming van sedimentkusten. De werking van brekende golven onder een hoek met de kust die daardoor een stroom evenwijdig langs de kust opwekken, is reeds vele jaren algemeen bekend. Meer recent is de invloed van van sediment transporterende stromen opgewekt door niet brekende golven herkend als een factor in kustprocessen. Niet algemeen bekend is het proces waardoor stromen worden opgewekt langs de kust door loodrecht op de kust brekende golven. Onderzoekingen in model en prototype bewezen het bestaan van dergelijke stromen in het schaduwgebied van havendammen, opgewekt door gediffrac. teerde golven.

In een laboratoriumonderzoek, onder leiding van M. Gourlay, bleek dat deze stromen konden worden geproduceerd door middel van een gradiënt van de brekerhoogten langs de kust.

De brekende golven veroorzaken en onderhouden een verhoging van de waterstand in de brekerzone, die ongeveer evenredig is met de brekerhoogte. De brekerhoogte varieert langs de kust, waardoor er een verhang van het gemiddeld waterniveau ontstaat binnen de brekerzone evenwijdig aan de kust. Ten gevolge van dit verhang wordt een stroom aangedreven.

Het feit dat de resulterende stroming niet éénparig

(uniform) is, is wenenlyk in dit probleem. Nowel grootte als richting van de horizontale snelheid, van de gemiddelde waterbeweging, is een functie van de plaats van een beschouwd punt in het bekken.

Conventionele methoden voor het bepalen van brandingsstromen langs rechte ononderbroken kusten, waarby de stromen evenwijdig en uniform wordt verondersteld, zijn hier dan ook niet van toepassing. Een twee-dimensionale aanpak is nodig voor het bepalen van dergelijke stromen achter een havendam.

1.2 Doel vom dese studie

Het doel van dese studie is een nader onderzoek naare dese stromen achter een havendam. Een poging is gedaan om met behulp van een twee-dimensionaal getijprogramma de stroom achter een havendam te simuleren.

Door de gradiënten van de brekerhoogten, de zgn. „radiation stress" effecten, als uitwendige krachten in de bewegingsvergelijking van het water in te voeren, wordt de opgewekte stroom in een bepaald rekenmodel gesimuleerd.

Een bestaand getijprogramma wordt gebruikt om de gemiddelde waterbeweging te bepalen uit de bewegings- en continuïteitsvergelijking. Het getijprogramma werkt met een constante beginvoorwaarde voor de waterstand voor het gehele gebied. In verschillende punten in een gekozen rooster geeft het programma informatie over de waterstand en de horizontale snelheidscomponenten van het water.

1.3 Beperkingen

Voor de bepaling van de gradiënten van de brekerhoogten is een programma opgesteld, dat uit de golfgegevens in de roosterpunten de „radiation stress" effecten berekend. Voor dit programma zijn achtereenvolgens de golfhoogte, de golfhoek en de diepte in alle roosterpunten nodig.

Het is niet mogelijk om uit de golfparameters op diep water, de golfhoogte en de periode, de benodigde gegevens te bepalen met dit programma.

Uit de golfhoogte op diep water wordt met refractie en shoaling de golfhoogte ter plaatse van de havendam berekend evenals de hoek van golfinval.

Uit de golfhoogte (H_i) en de hoek van golfinval (φ_i) ter plaatse van de havendam wordt met diffractie en refractie vervolgens de golfhoogten achter en naast de havendam berekend. De golfperiode (T) wordt hierbij constant verondersteld.

De golfhoogten, de golfhoeken en de dieptes worden voor ieder punt met getalkaarten ingevoerd.

De „radiation stress" effecten worden hierna berekend en gebruikt als invoer voor het getijprogramma.

Variatie van H_i, φ_i en T zijn in het programma niet mogelijk. De golfhoogten en de golfhoeken moeten dan weer met de hand berekend worden.

1.4. Opbouw van het rapport

In hoofdstuk 2 is een kort overzicht gegeven van enkele resultaten uit de korte-golf theorie grotendeels overgenomen uit „Dynamica van golven bij stranden (lit. 2)" Alleen de formules van de genoemde grootheden uit de

lineaire korte-golf theorie zijn vermeld zonder verbindende tekst. Voor definities en formules wordt verder verwezen naar literatuur over de korte-golf theorie en diverse handboeken over hydraulica.

In hoofdstuk 3 begint het eigenlijke rapport met de definitie van „radiation stresses" en de bepaling ervan uit de overdracht van impulsie in golven. Hoofd-spanningen van de „radiation stress" tensor in looprichting en kamrichting zijn bepaald uit de gemiddelde, over de vertikaal geintegreerde horizontale transporten van horizontale impulsie.

In hoofdstuk 4 volgt een bespreking van het „radiation stress" programma dat voor elk punt van een rooster uit de diepte en de optredende golfparameters de radiation stress gradiënten berekent.

In hoofdstuk 5 wordt het gebruikte getijprogramma beschreven, evenals de procedure van invoering van de „radiation stress" gradiënten als uitwendige krachten in de bewegingsvergelijking van de gemiddelde stroom.

In hoofdstuk 6 wordt een toepassing van de genoemde procedure gegeven op het model van Gourlay. Eerst wordt de werking van de procedure onderzocht in een rooster van $0.40 \times 0.40\ m^2$. Vervolgens wordt in een rooster van $0.20 \times 0.20\ m^2$ de stroom nauwkeuriger bepaald en wordt de „wave set-up" in de brekerzone verdisconteerd.

In hoofdstuk 7 wordt een simulatie van een haven in Ghana opgezet, om de opgewekte stroom te analyseren i.v.m. sedimenttransport door brekende golven.

In hoofdstuk 8 worden slotconclusies opgesteld ten aanzien van de gevolgde procedure en worden aanbevelingen gedaan voor verbeteringen en verëenvoudigingen. Het rapport sluit af met een symbolenlijst, een literatuurlijst en een bijlage met 20 tekeningen, een stroomschema en het „rad. stress" computerprogramma.

Hoofdstuk 2

Enige Resultaten van de Lineaire Korte-Golf Theorie

2.1 Twee-dimensionale sinusvormige golven

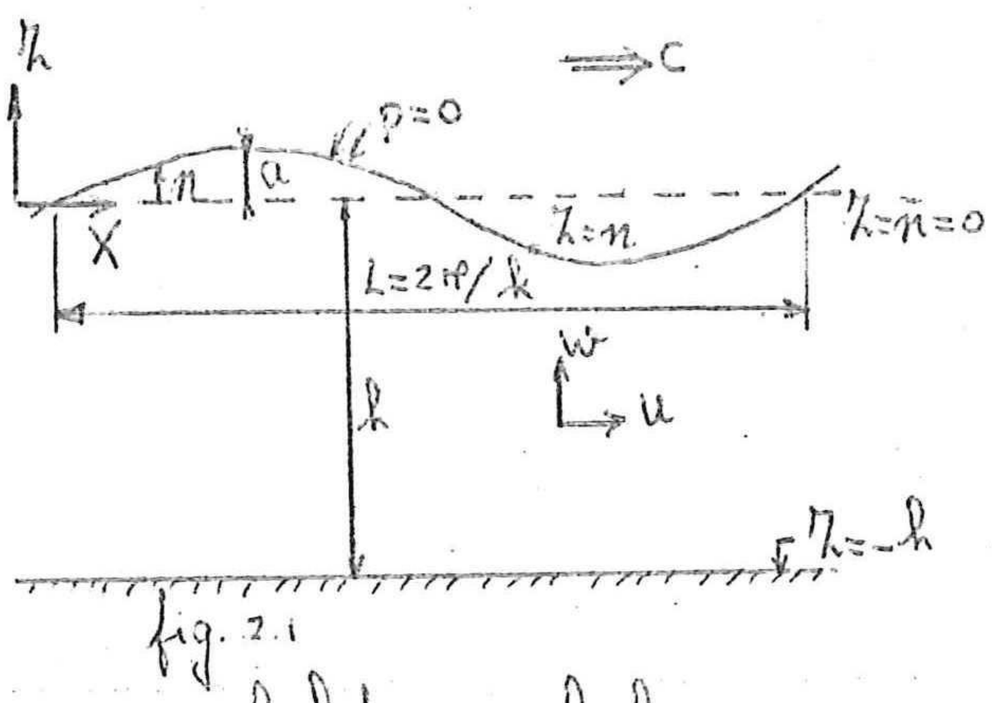


fig. 2.1

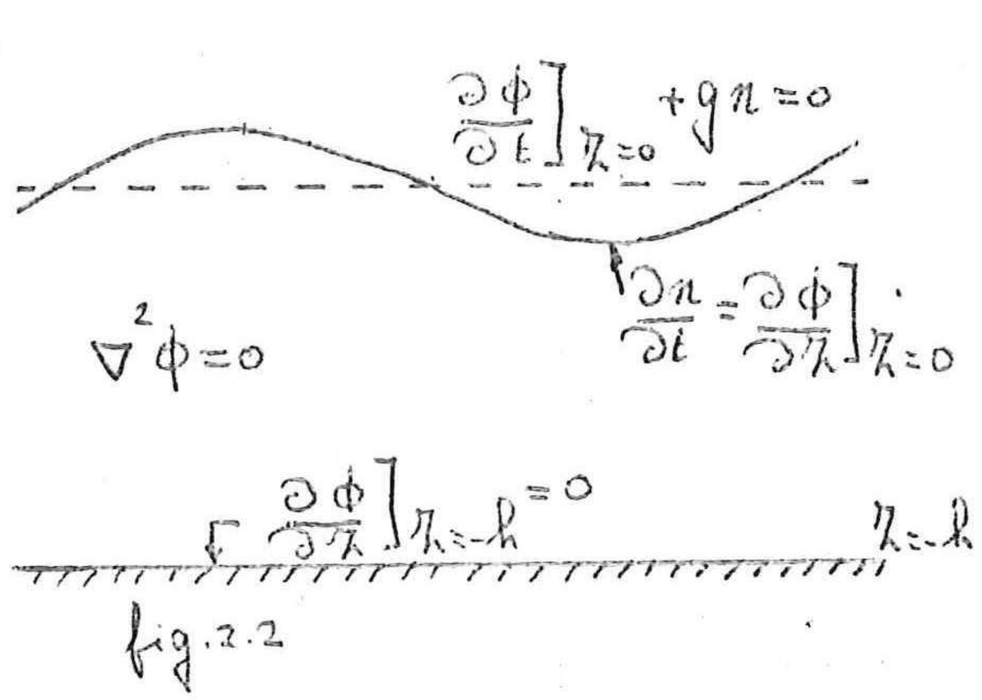


fig. 2.2

Oppervlakte profiel :

$$\eta = a \sin (wt - kX) \qquad 2.1$$

met : $a = \frac{1}{2} H$

Snelheidspotentiaal :

$$\phi = \frac{wa}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(wt - kX) \qquad 2.2$$

Fasesnelheid :

$$c = \frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{cT} \qquad 2.3$$

Horizontale orbitaalsnelheid :

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial X}$$

$$u = w a \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin (wt - kX) \qquad 2.4$$

Verticale orbitaalsnelheid : $w = \frac{\partial \phi}{\partial z}$

$$w = w a \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \cos (wt - kX) \qquad 2.5$$

Drukfluctuaties :

$$\Delta p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

$$\Delta p = p + \rho g \eta = \rho g a \frac{\cosh k(h+\eta)}{\cosh kh} \sin(\omega t - kx) \qquad 2.6$$

Gemiddelde energie inhoud p.e.v. oppervlak:

$$E = \rho g \overline{\eta^2} = \tfrac{1}{2} \rho g a^2 = \tfrac{1}{8} \rho g H^2 \qquad 2.7$$

Gemiddelde energie overdracht p.e.v. tijd en p.e.v. kamlengte:

$$P = E n c \qquad 2.8$$

waarin:

$$n = \tfrac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh 2kh}$$ die energie overdrachtsfactor 2.9

Dispersie-relatie bij zwaartekrachtsgolven in water:

$$\omega^2 = gk \tanh kh \qquad 2.10$$

2.2 Refractie bij rechte evenwijdige dieptelijnen.

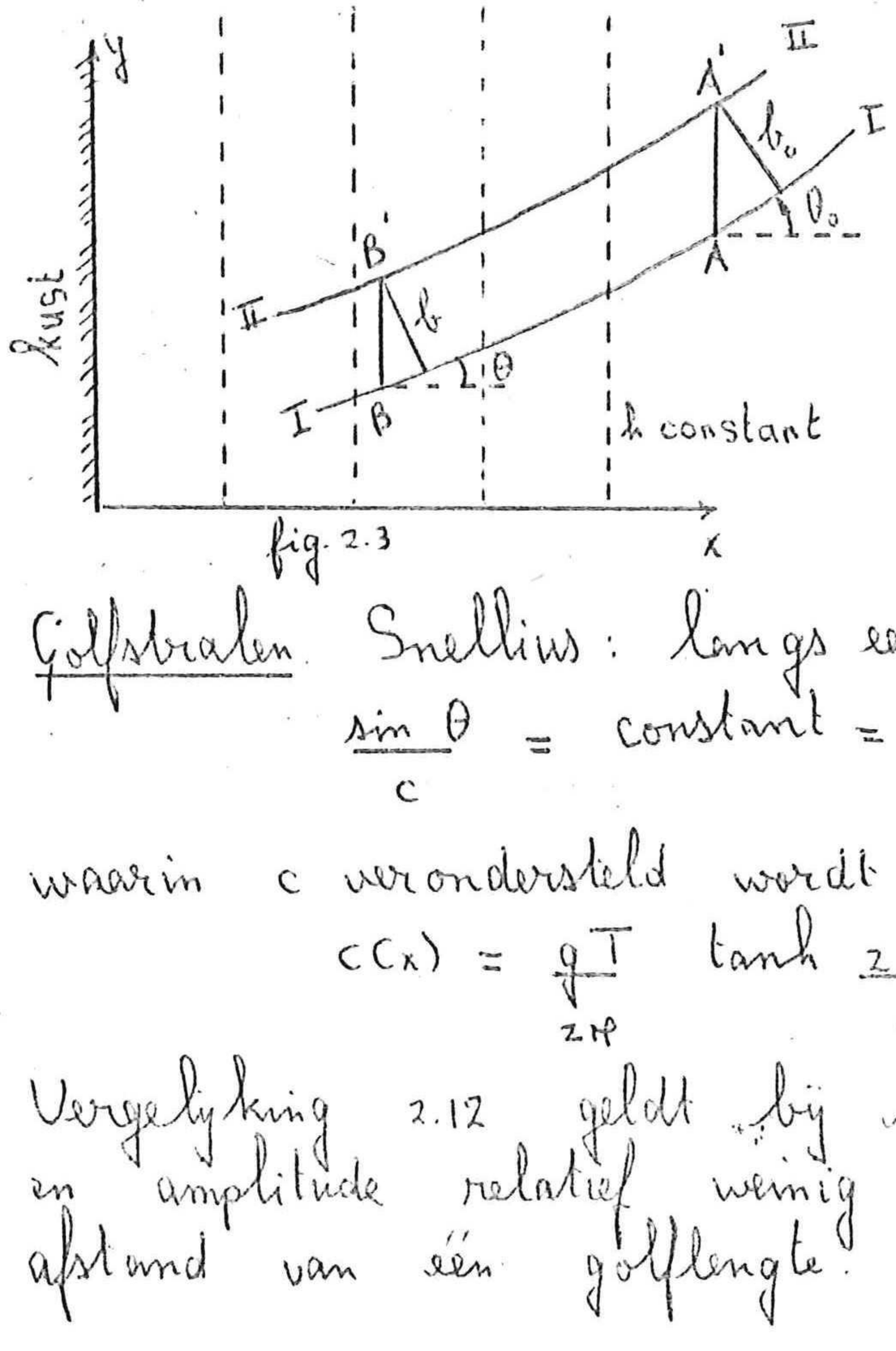


fig. 2.3

2.2.1 Golfstralen Snellius: langs een golfstraal is

$$\frac{\sin\theta}{c} = \text{constant} = \frac{\sin\theta_o}{c_o} \qquad 2.11$$

waarin c verondersteld wordt te voldoen aan:

$$c(x) = \frac{gT}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h(x)}{c(x)\,T} \qquad 2.12$$

Vergelijking 2.12 geldt bij benadering indien diepte en amplitude relatief weinig variëren binnen een afstand van één golflengte.

2.2.2 Energiebalans.

De energie overdracht vector heeft de grootte $P = Enc$.

De component in x- en y-richting zijn

$$P_x = -Enc \cos\theta \qquad 2.13a$$

$$P_y = -Enc \sin\theta \qquad 2.13b$$

Beschouw een elementje $\Delta x \Delta y$:

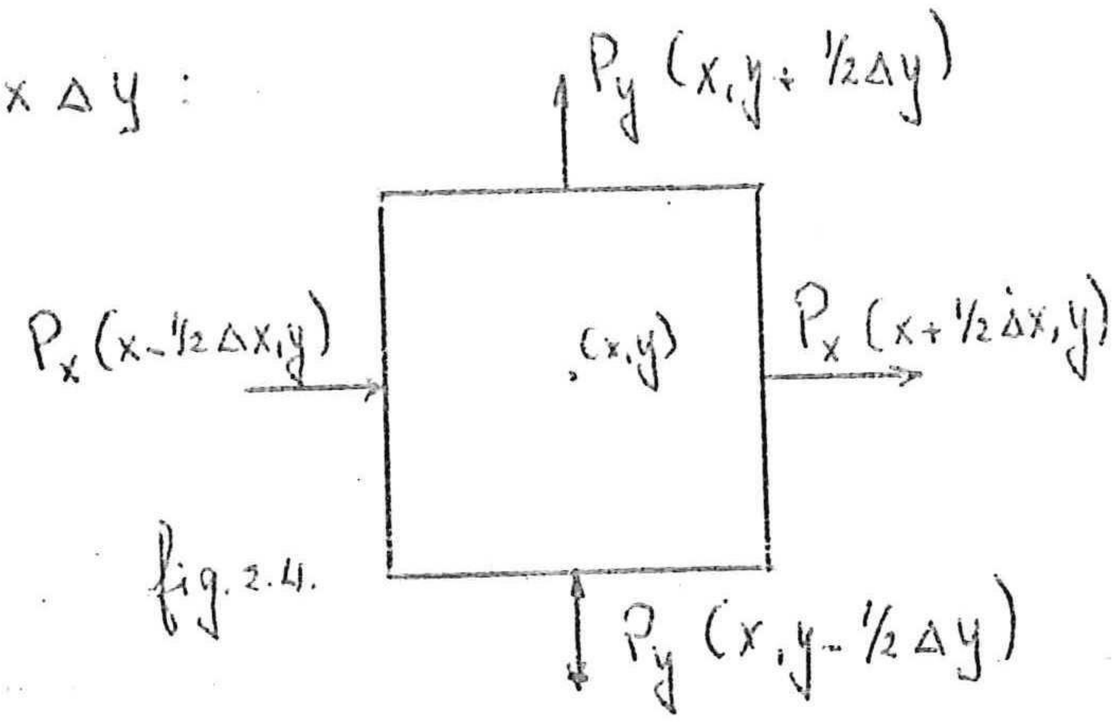


fig. 2.4.

Energiebalans voor een gebiedje $\Delta x * \Delta y * (h + n)$: voor een zuiver periodieke, vrije golfbeweging is de gemiddelde dissipatie in het omsloten volume gelijk aan de gemiddelde netto energie overdracht naar binnen door de wanden, ofwel

$$P_x(x - \tfrac{1}{2}\Delta x, y) - P_x(x + \tfrac{1}{2}\Delta x, y) + P_y(x, y - \tfrac{1}{2}\Delta y) - P_y(x, y + \tfrac{1}{2}\Delta y) = G(x,y)\,\Delta x\,\Delta y$$

G is de gemiddelde energie dissipatie p.e.v. tijd en p.e.v. oppervlakte.

De energiebalans uitgedrukt in differentiaal quotienten

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} = -G \qquad 2.14$$

In de beschouwde situatie zijn de gemiddelde golfkenmerken onafhankelijk van y zodat

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} = -G \qquad \text{met } P_x = -Enc\cos\theta$$

of

$$\frac{d}{dx}(Enc\cos\theta) = G \qquad 2.15$$

Indien de dissipatie wordt verwaarloosd (buiten de brandingszone algemeen verondersteld) geeft dit :

$$E\, n\, c \cos\theta = \text{constant} = E_0\, n_0\, c_0 \cos\theta_0$$

met vgl 2.7 levert dit:

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{n_0 c_0}{n c}} \sqrt{\frac{\cos\theta_0}{\cos\theta}} \qquad 2.16$$

met $K_s = \sqrt{\frac{n_0 c_0}{n c}}$, K_s = shoalingcoëfficiënt 2.17

en

$K_r = \sqrt{\frac{\cos\theta_0}{\cos\theta}}$, K_r = refractiecoëfficiënt 2.18

N.B. $K_r = \sqrt{\frac{b_0}{b}} = \sqrt{\frac{AA' \cos\theta_0}{BB' \cos\theta}} = \sqrt{\frac{\cos\theta_0}{\cos\theta}}$

want straal I is geheel gelijk aan straal II , slechts verschoven over een afstand $AA' = BB'$ in de y-richting

Hoofdstuk 3

Radiation Stress

3.1 Inleiding

Door de aanwezigheid van golven treedt een verandering op in de overdracht van impulsie (hoeveelheid van beweging). Dit is equivalent met een spanning of kracht die door de golven wordt veroorzaakt. Deze kan van invloed zijn op de gemiddelde bewegingstoestand van het medium waarin de golfwerking plaatsvindt.

De definitie van „ radiation stress " luidt : Radiation Stress is de bijdrage van de golven tot de gemiddelde, over de vertikaal geintegreerde horizontale transporten van horizontale impulsie.

Radiation Stress openbaart zich alleen indien tweede-orde termen (evenredig met de golfamplitude in het kwadraat) worden beschouwd. Het beschouwde golfprofiel blijft echter een eenvoudige sinusvormige golf.

Het effect van de „ radiation stress " wordt waargenomen als een krachtsverschil dat een waterstandsverhoging („ wave set-up ") of een verlaging („ wave set-down ") veroorzaakt. Het krachtsverschil is te wijten aan een verschil in de golfhoogten in de brekerszone.

De gemiddelde transporten van horizontale impulsie vormen een symmetrische tensor (S) in de horizontale coördinaten. Enkelvoudige lopende golven hebben symmetrievlakken in de „ richting van voortplanting (X) en loodrecht daarop (Y). Deze richtingen zijn tevens de hoofdrichtingen van de impulsie transport tensor. Door te middelen over de tijd wordt de orbitaalsnelheid in de „ radiation stress " verwerkt.

3.2 Hoofdspanning in de voortplantingsrichting

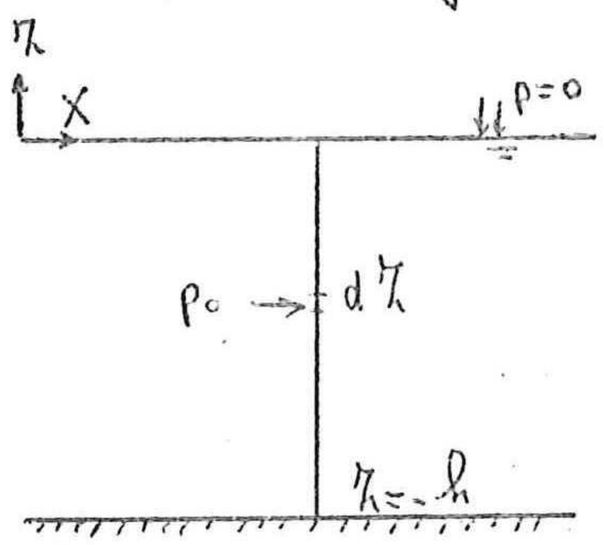


fig. 3.1

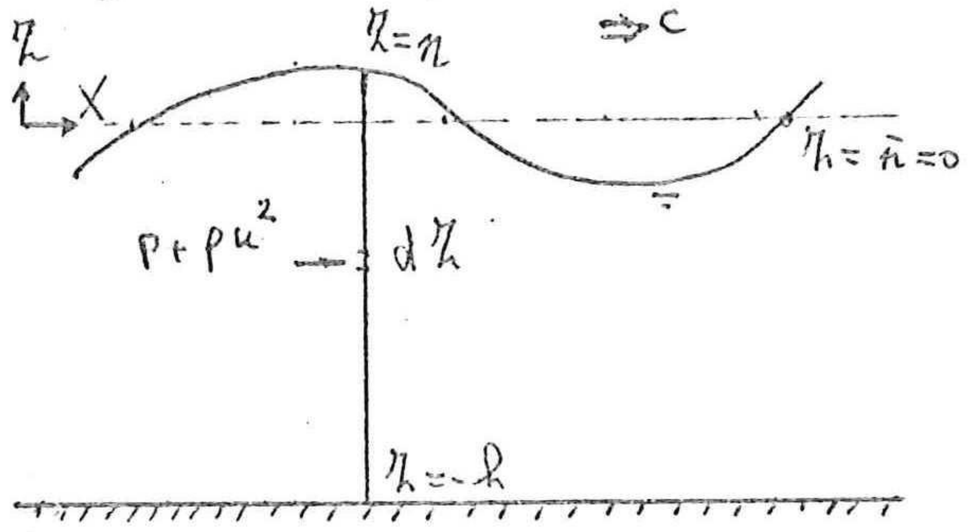


fig. 3.2

Definitie: $$S_{xx} = \int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2)\, d\eta - \int_{-h}^{0} p_0\, d\eta \qquad 3.1$$

met $p_0 = -\rho g \eta$ en de streep een tijdsgemiddelde weergeeft.

Vergelijking 3.1 herschreven:

$$S_{xx} = \int_{-h}^{0} (\bar{p} + \rho g \eta)\, d\eta + \int_{0}^{\eta} \overline{p\, d\eta} + \int_{-h}^{0} \overline{\rho u^2 d\eta} + \int_{0}^{\eta} \overline{\rho u^2 d\eta} \qquad 3.2$$

(I) (II) (III) (IV)

Benader S door termen met de derde of hogere macht van de golfamplitude te verwaarlozen.

De integraal IV is verwaarloosbaar, en in II nemen we voor p een hydrostatisch verloop aan op het interval $(0, \eta)$

$$(II) = \overline{\int_{0}^{\eta} p\, d\eta} \approx \overline{\int \rho g (\eta - \eta)\, d\eta} = \tfrac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} = \tfrac{1}{2} E \qquad 3.3$$

De integraal (III) kan worden bepaald door substitutie van vgl. 2.4 en integratie:

$$(III) = \int_{-h}^{0} \rho u^2\, d\eta = n E \qquad 3.4$$

waarin n (= energieoverdrachtsfactor) ligt tussen ½ op diep water en 1 op ondiep water.

Integraal (I) wordt na substitutie van

$$p(\eta) + \rho g \eta = -\rho w^2(\eta) \quad \text{(lit. 2)} \qquad 3.5$$

en (2.5)

$$(I) = \int_{-h}^{0} (-\rho \overline{w^2})\, d\eta = (n-1)E \qquad 3.6$$

De som van de drie integralen levert

$$S_{xx} = (2n - \tfrac{1}{2})E \qquad 3.7$$

3.3 <u>Hoofdspanning in richting van de golfkam.</u>

Definitie:

$$S_{yy} = \overline{\int_{-h}^{\eta} p\, d\eta} - \int_{-h}^{0} p_0\, d\eta \qquad 3.8$$

wordt na uitwerken

$$S_{yy} = \int_{-h}^{0} (\bar{p} + \rho g \eta)\, d\eta + \overline{\int_{0}^{\eta} p\, d\eta}$$

$$= \quad (I) \quad + \quad (II)$$

of

$$S_{yy} = (n - \tfrac{1}{2})E \qquad 3.9$$

3.4 <u>Transformatie van radiation stresses</u>

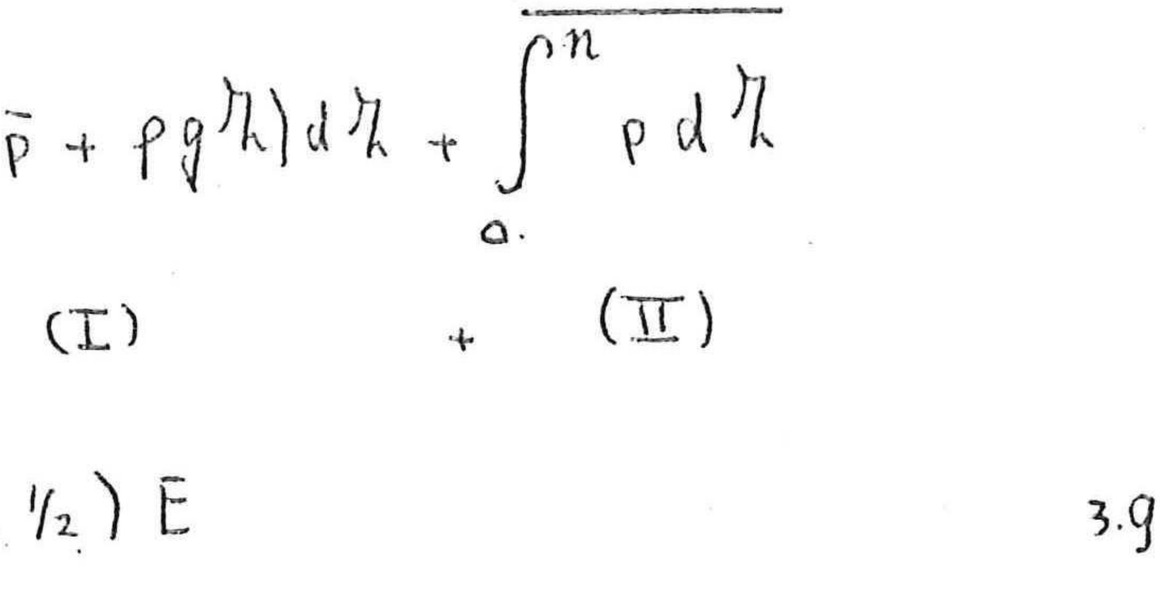


fig. 3.3

De horizontale spanningen werken in twee hoofdrichtingen X en Y.

De totale „radiation stress" in tensorvorm met hoofdassen X en Y

$$S = \begin{bmatrix} S_{XX} & 0 \\ 0 & S_{YY} \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} 2n - \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & n - \frac{1}{2} \end{bmatrix} \qquad 3.10$$

met de energieoverdrachtsfactor n

$$n = \frac{1}{2} + \frac{kh}{\sinh 2kh}$$

Transformatie van XY stelsel naar een willekeurig assen-stelsel x,y met behulp van de cirkel van Mohr:

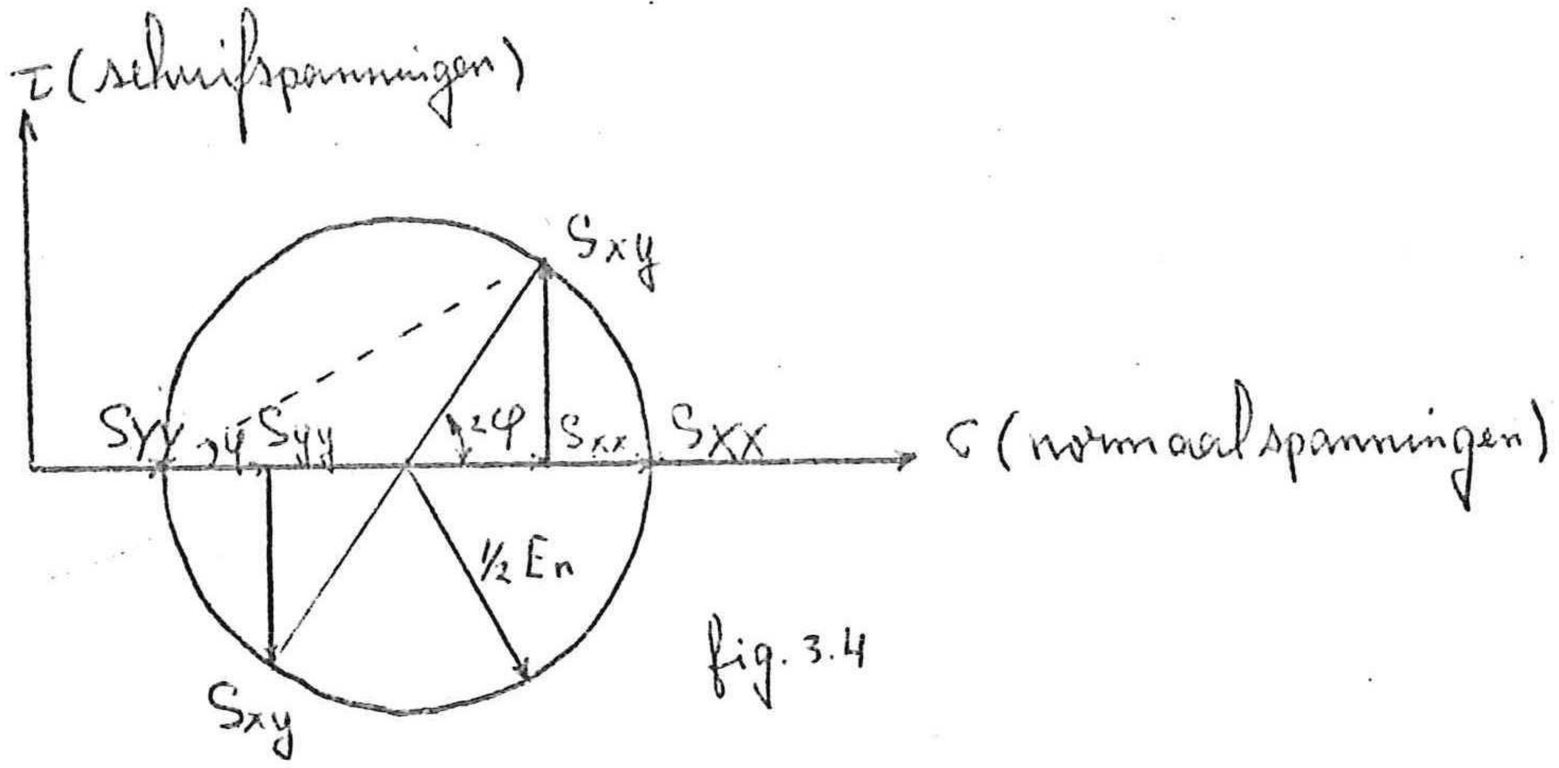


fig. 3.4

$$S_{XX} = (2n - \tfrac{1}{2})E$$
$$S_{YY} = (n - \tfrac{1}{2})E$$

Met behulp van de Mohrcirkel wordt

$$S_{xx} = \tfrac{1}{2}(S_{XX} + S_{YY}) + \tfrac{1}{2}(S_{XX} - S_{YY}) \cos 2\varphi \qquad 3.11$$

$$S_{yy} = \tfrac{1}{2}(S_{XX} + S_{YY}) - \tfrac{1}{2}(S_{XX} - S_{YY}) \cos 2\varphi \qquad 3.12$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \tfrac{1}{2}(S_{XX} - S_{YY}) \sin 2\varphi \qquad 3.13$$

3.5 Opstuwing ten gevolge van loodrecht invallende golven

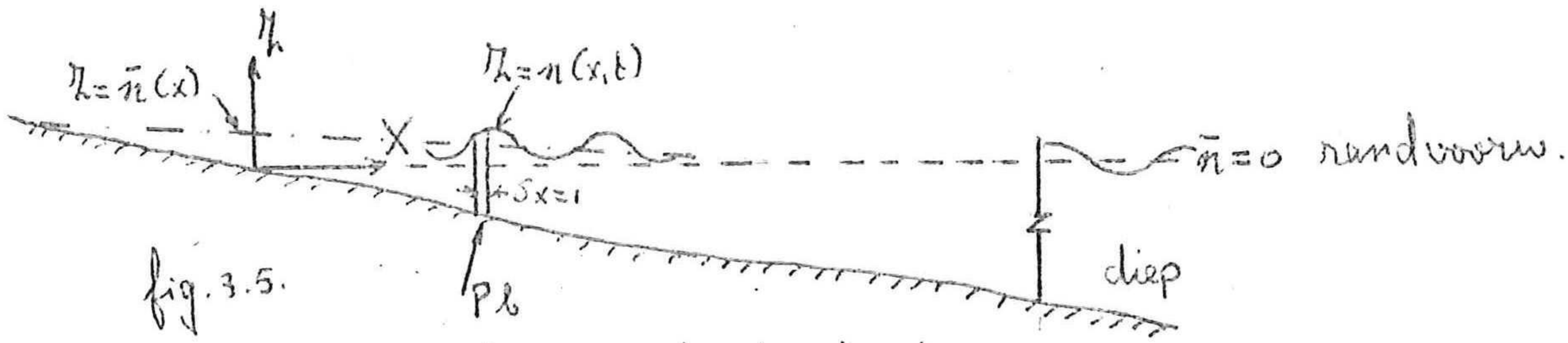


fig. 3.5.

2-dimensionale toestand

De bodemhelling wordt klein verondersteld zodat betrekkingen tussen plaatselijke grootheden afgeleid voor constante diepte, hier bij benadering geldig zijn.

Horizontale impulsie-balans:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-h}^{n} \rho u \, d\eta = P_b \frac{dh}{dx} - \frac{\partial}{\partial x}\int_{-h}^{n} (p + \rho u^2)\, d\eta \qquad 3.14$$

Middelen over de tijd:

$$0 = P_b \frac{dh}{dx} - \frac{d}{dx}\overline{\int_{-h}^{n} (p + \rho u^2)\, d\eta} \qquad 3.15$$

Substitueer $\bar{P}_b = \rho g (\bar{n} + h)$ 3.16

en vgl (3.1)

$$0 = \rho g (h + \bar{n}) \frac{dh}{dx} - \frac{d}{dx}\left\{ S_{xx} + \tfrac{1}{2} \rho g (h + \bar{n})^2 \right\} \qquad 3.17$$

of $$\rho g (h + \bar{n}) \frac{d\bar{n}}{dx} + \frac{d S_{xx}}{dx} = 0 \qquad 3.17$$

De onbekende $\bar{n}$ kan worden bepaald indien h en S_{xx} bekend zijn als functie van x. Uit de golfeigenschappen wordt S_{xx} bepaald.

Voor de hoogten is het nuttig twee gebieden te onderscheiden:

3.5.1 Buiten de brandingszone

Verwaarloos de dissipatie $E_{nc} = E_0 n_0 c_0$ en $\bar{n}$ l.o.v h in vgl 3.17

Integratie van vgl 3.17 levert:

$$\bar{n} = - \frac{k H^2}{8 \sinh 2kh} \quad \text{"set. down"} \qquad 3.18a$$

In ondiep water nadert dit tot

$$\bar{n} = - \frac{1}{16} \frac{H^2}{h} \qquad 3.18b$$

3.5.2 Binnen de brandingszone

Stel dat de golfhoogte H evenredig is met de gemiddelde diepte:

$$H = \gamma (h + \bar{n}) \qquad 3.19$$

De coefficient γ ligt tussen 0.6 en 1.0 bij golven op stranden.

Neem aan dat $n=1$ in de brandingszone

Substitueer vgl 3.7 en 3.19 in vgl. 3.17;

$$\rho g (h + \bar{n}) \frac{d\bar{n}}{dX} + \frac{d}{dX} \left\{ \frac{3}{16} \rho g \gamma^2 (h + \bar{n})^2 \right\} = 0 \qquad 3.20$$

of

$$(1 + 3/8 \gamma^2) \frac{d\bar{n}}{dX} + 3/8 \gamma^2 \frac{dh}{dX} = 0$$

resulat:

$$\frac{d\bar{n}}{dX} = - \beta \frac{dh}{dX} \qquad 3.21$$

met

$$\beta = \frac{{}^{3}/_{8}\,\gamma}{1 + {}^{3}/_{8}\,\gamma^{2}} \qquad 3.22$$

In de brandingszone vindt set-up plaats. Het gemiddelde verhang is evenredig met de plaatselijke bodemhelling: zie fig 3.6.

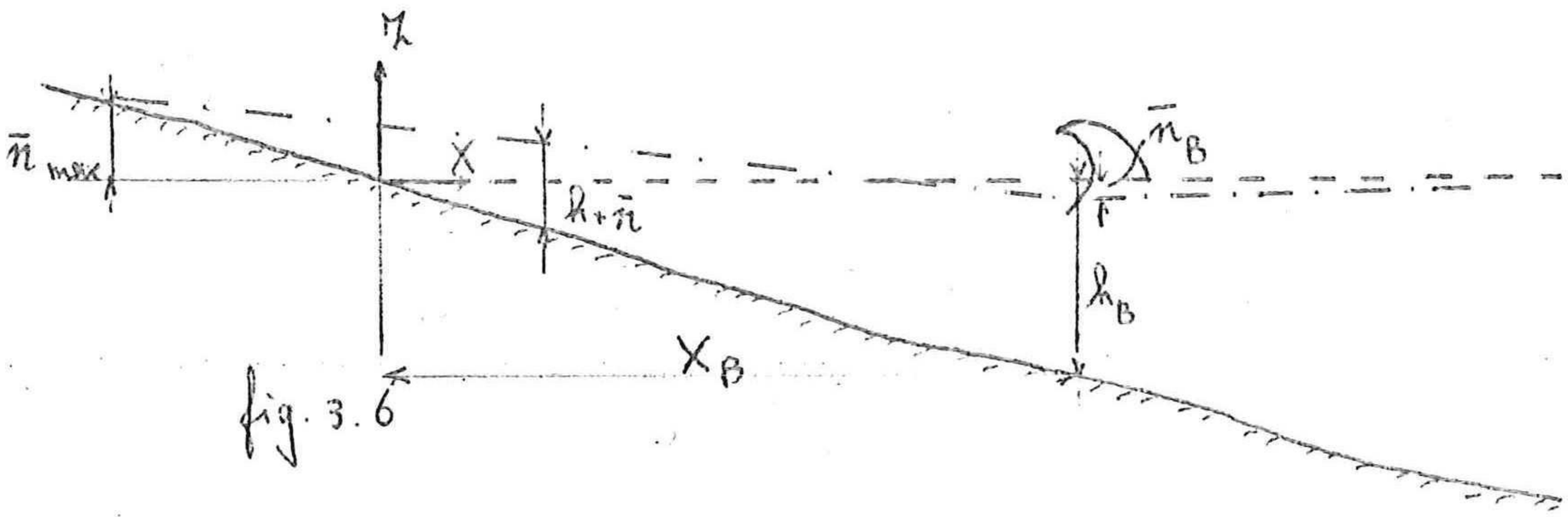


fig. 3.6

$$\bar{n}_{max} \cong {}^{5}/_{16}\,\gamma\,H_B \qquad 3.23$$

$$\bar{n}_B \cong -{}^{1}/_{16}\,\gamma\,H_B \qquad 3.24$$

3.6 Radiation Stress effect

Ten gevolge van verschillen in de brekerhoogten langs de kust (diffractie achter een loodrecht op de kust staande dam) ontstaan er verschillen in set-up langs de kust. De gradient van de wave set-up , die een stroom langs de kust veroorzaakt. kunnen we bepalen met behulp van de „ radiation stress" gradienten zie vgl. 3.17.

De „ radiation stress" gradienten vormen de krachts-componenten die werken op het water.

In een willekeurig assenstelsel x,y luiden de componenten in x- en y-richting als volgt:

$$W_x = \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \qquad 3.25$$

en

$$W_y = \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} \qquad 3.26$$

Door in een punt (x,y) de „radiation stresses" te bepalen uit het gemiddelde golfveld, kunnen met behulp van de gradiënten van de „radiation stresses" de twee krachtscomponenten worden bepaald.

Hoofdstuk 4

Het Radiation Stress Programma

4.1 Inleiding

De „radiation stresses" en hun effecten worden berekend met behulp van een rekenprogramma, in het vervolg „radiation stress" programma genoemd.

Basisgegevens voor dit programma zijn de plaatselijke gegevens over golfhoogte, golfrichting en waterdiepte.

Met behulp van de centrale differentie benadering worden de differentiaal-quotienten in vgl 3.25 en 3.26 opgelost

Voor de exacte berekening van de „radiation stresses" moet de energieoverdrachtsfactor (n) worden bepaald. Dit gebeurt met een wiskundig numerieke benadering van de wortel van een vergelijking volgens de formule van Newton Raphson. Voor ieder punt wordt uit de diepte en uit de golflengte de waarde van n bepaald.

De berekende „radiation stress" effecten (gradiënten) worden als uitwendige krachten ingevoerd in het Tides getijprogramma. Dit gebeurt door de getallen op te slaan in een gecreeerde dataset. Het getijprogramma leest vervolgens de waarden van de schijf met de dataset. De gebruikte dataset staat op het achtergrond-geheugen van de computer.

4.2 Numeriek schema

Voor het punt (i,j) wordt de centrale differentie benadering toegepast.

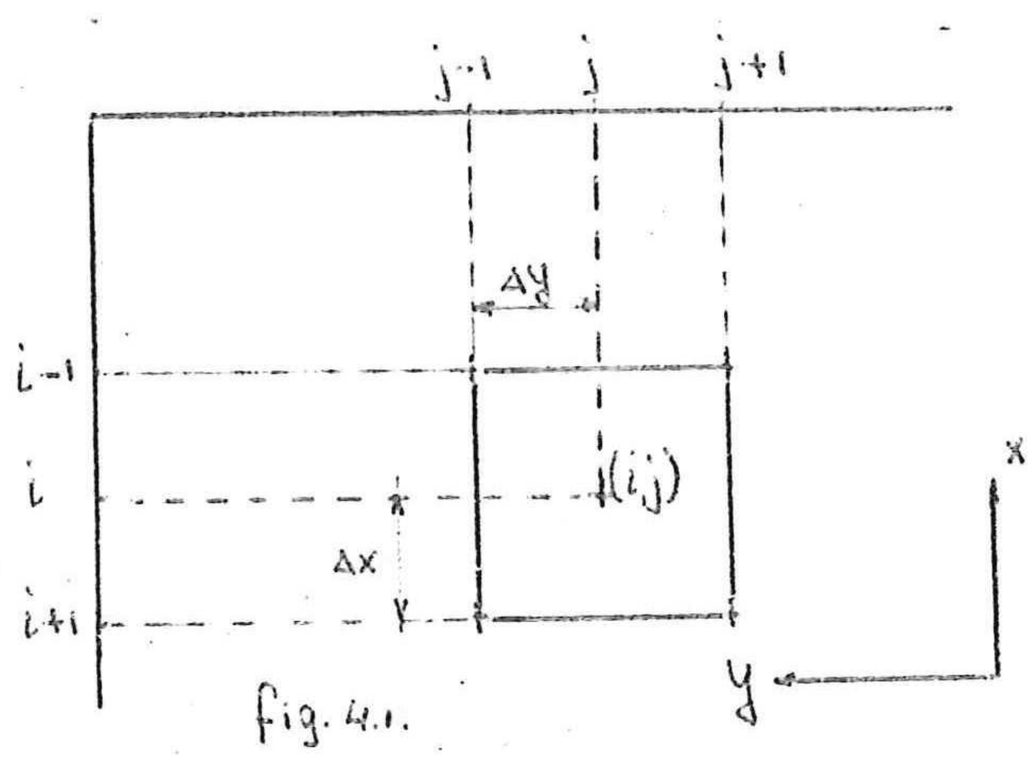


fig. 4.1.

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = \frac{S_{xx}[i+1,j] - S_{xx}[i-1,j]}{2\Delta x} \quad (1)$$

$$\frac{dS_{yy}}{dy} = \frac{S_{yy}[i,j+1] - S_{yy}[i,j-1]}{2\Delta y} \quad (2)$$

$$\frac{dS_{xy}}{dx} = \frac{S_{xy}[i+1,j] - S_{xy}[i-1,j]}{2\Delta x} \quad (3)$$

$$\frac{dS_{xy}}{dy} = \frac{S_{xy}[i,j+1] - S_{xy}[i,j-1]}{2\Delta y} \quad (4)$$

Met vervanging van differentiaal-quotienten door differentie-quotienten kunnen we de twee krachtscomponenten aldus berekenen:

$$W_x = (1) + (4)$$
$$W_y = (2) + (3)$$

De krachten W_x en W_y grijpen aan in het centrale punt (i,j).

4.3 Bepaling van de energieoverdrachtsfactor

De energieoverdrachtsfactor (n) is afhankelijk van de diepte en de golflengte. zie vgl. 2.9.

De voortplantingssnelheid in een punt (x,y) is gelijk aan : vgl. 2.12 herschreven

$$c = \frac{g}{w} \tgh \frac{wd}{c} \qquad 4.1$$

met :

$$w = \frac{2\pi}{T} \qquad 4.2$$

De vgl. 4.1. lossen we op door invoering van een nieuwe variabele :

$$x = kd = 2\pi d / L \qquad 4.3$$

Vgl. 4.1 wordt na substitutie van 4.3 en $c = \frac{L}{T}$:

$$\frac{wd}{x} - \frac{g}{w} \tgh x = 0 \qquad 4.4.$$

Deze vergelijking in x lossen we op m.b.v. de formule van Newton Raphson :

$$x_{k+1} = x_k + \frac{f(x_k)}{f'(x_k)} \qquad 4.5$$

$$f(x) = \frac{wd}{x} - \frac{g}{w} \tgh x \qquad 4.6$$

$$f'(x) = -\frac{wd}{x^2} - \frac{g}{w} \frac{1}{\cosh^2 x} \qquad 4.7$$

Vgl. 4.5 wordt na substitutie van vgl 4.6 en 4.7

$$x_{k+1} = x_k + \frac{wd/x_k - (g/w)*(\tgh x_k)}{wd/x_k^2 - (g/w)*\left(\frac{1}{\cosh^2 x_k}\right)} \qquad 4.8$$

4.4 Opbouw van het „radiation stress" progremma

Breng over het gebied een roosterwerk aan :

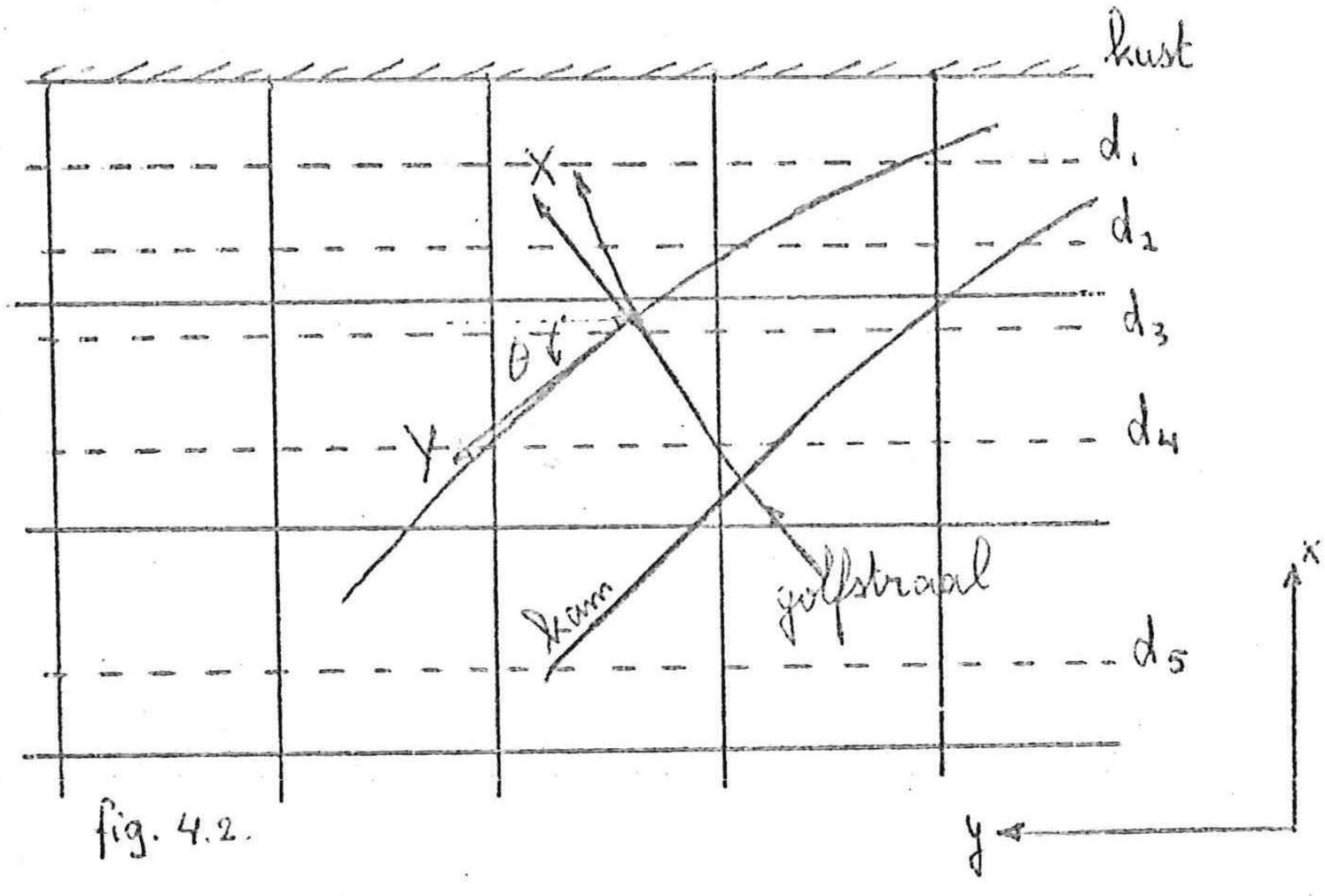


fig. 4.2.

De benodigde gegevens in de roosterpunten zijn achtereenvolgens :

de golfhoogte H
de hoek T = θ (i.v.m. programmeertaal)
de diepte h = d (idem)

De volgende stappen worden in het programma uitgevoerd

inlezen golfhoogten (H) m x n matrix
hoeken (T) idem
diepten (h) idem

berekening energieoverdrachtsfactor (n)

berekening „radiation stress" S_{xx}
„radiation stress" S_{yy}
t.o.v. de hoofdrichtingen X en Y

berekening „radiation stresses"
S_{xx}, S_{yy} en S_{xy}
t.o.v. gekozen assenstelsel xy

berekening „radiation stress" effecten
$\frac{dS_{xx}}{dx}$, $\frac{dS_{yy}}{dy}$, $\frac{dS_{xy}}{dx}$ en $\frac{dS_{xy}}{dy}$

bepaling van W_x en W_y t.o.v. een gekozen assenstelsel.

4.5 Het Stroomschema

In de bijlagen is het stroomschema bijgevoegd op blz 93.

In het stroomschema zijn de volgende symbolen gebruikt:

M	aantal	rijen in de matrices
N	aantal	kolommen in de matrices
H	golfhoogte	
T	golfhoek	
ZD	ingelezen diepte	
D	coefficient x ZD.	
I	aantal stappen	
J	aantal stappen	
X	wortel	
X_2	X + AA / BB	zie voor AA en BB het computerprogramma
Z	exp(2X) - exp(-2X)	
E	energie	
S_{XX}	„radiation stress"	
S_{YY}	" "	
R_1	$S_{XX} + S_{YY}$	
R_2	$S_{XX} - S_{YY}$	
A	cos 2T	
B	sin 2T	
TX	„radiation stress"	t.o.v. willekeurig assenstelsel
TY	" "	"
TXY	" "	"
DX	stapgrootte	in x richting
DY	"	"
VX	„radiation stress"	y-effect
VY	"	" *
WX	"	" * 0.001
WY	"	" * 0.001

Wx en Wy delen door ρ_w.

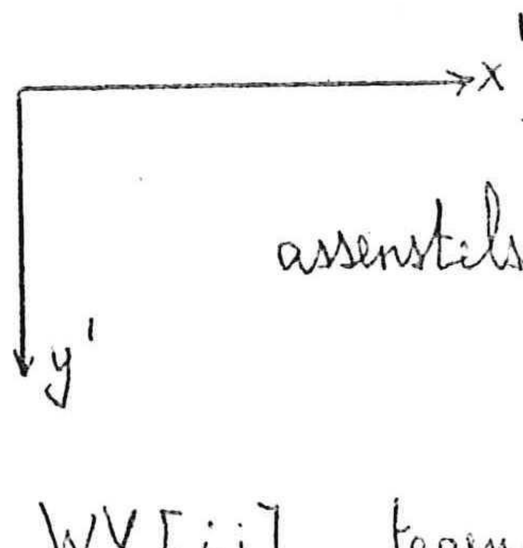
4.6 Het computerprogramma

In de bijlagen is het computerprogramma bijgevoegd op blz 95.

4.7 Aanpassing van het „radiation stress" programma

Matrix H : H[i,j] golfhoogten naar keuze in m, dm, cm of mm
" T : T[i,j] golfhoeken in graden
" ZD : ZD[i,j] diepten naar keuze in m, dm of cm
TI : golfperiode in seconden
P : coëfficiënt * ZD ; de coëfficiënt is afhankelijk van de schaal van ZD. (ZD in cm dan coëff: 0.01)
W : hoekfrequentie in rad / s.
P : coëfficiënt * ρ_w
coëfficiënt afhankelijk van schaal van H[i,j], indien H in cm dan coëff. : 0.01 * 0.01
$\rho_w = 10^3$ kg / m^3
A : cos (2 * T[i,j] * π / 180)
B : sin (2 * T[i,j] * π / 180)
WX : VY / ρ_w .
WY : VX / ρ_w .

assenstelsel van „radstress" programma



assenstelsel van getijprogramma

Het teken van WX[i,j] en WY[i,j] tegengesteld aan werkelijke richting nemen i.v.m. foute teken aanname in het getijprogramma.

Bij de uitvoer naar de gevreeide dataset eerst alle WX[i,j] afdrukken, daarna alle WY[i,j]. te beginnen met de eerste rij, daarna de tweede enz.

Hoofdstuk 5

Het "Tides" Getyprogramma (gewijzigd).

5.1 Algemene opzet

De algemene opzet van het programma (het zgn. "Tides" systeem) is als volgt. Het "Tides" systeem dient tot het uitvoeren van twee-dimensionale getyberekeningen. Het systeem bestaat uit twee programma's, genaamd TDread en TDexec.

De gegevens worden in de vorm van kommando's aangeboden, welke door TDread worden verwerkt. Het TDread programma controleert de kommando's op mogelijke fouten, en zet de gegevens in omgewerkte vorm op achtergrondgeheugen. Het TDexec programma haalt deze gegevens weer van het achtergrondgeheugen en voert de eigenlijke berekening uit.

De reden van deze tweedeling is besparing in geheugenruimte in de uitvoeringsfase. Beide programma's behoeven bij deze opzet niet tegelijk in het werkgeheugen van de computer aanwezig te zijn.

5.2 Getijvergelykingen

De vergelykingen voor de voortplanting van lange golven in twee horizontale dimensies luiden in indexnotatie als volgt; (sommeren over dubbel voorkomen indices in één term) :

$$g\frac{\partial h}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial t} + v_l\frac{\partial v_k}{\partial x_l} + \frac{f}{D}v_k\sqrt{v_l v_l} + \frac{W_k}{D} - w\varepsilon_{km}v_m = 0 \qquad 5.1$$

(bewegingsvergelijking)

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (v_k D)}{\partial x_k} = 0 \qquad 5.2$$

(continuiteitsvergelijking)

Betekenis van de symbolen:

g : gravitatieversnelling

h : hoogte van het wateroppervlak t.o.v. het referentievlak. $h = h(x_1, x_2, t)$.

v_k : over de diepte gemiddelde horizontale snelheid van het water, ook wel u en v genoemd.
$v_k = v_k(x_1, x_2, t)$. v_l : lengte v.d. vector

f : weerstandscoëfficient
$f = f(x_1, x_2) = g / C^2$.

D : diepte $= h - \eta$.

ω : $2\omega' \sin\varphi$, waarin ω' = hoeksnelheid van de aarde en φ = breedtegraad

ε_{klm} : tensor van de loodrechte draaiing $\varepsilon_{12} = 1$, $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0$, $\varepsilon_{21} = -1$

η : peil van de bodem t.o.v. het referentievlak
$\eta = \eta(x_1, x_2)$, m.a.w de bodem is vast.

W_k : opgedrongen kracht.

x_i : horizontale coördinaten, worden hierna x en y genoemd.

5.3 Het numeriek schema

Het stelsel vergelijkingen wordt opgelost met behulp van een „alternating direction implicit" methode. Hierbij worden om beurten nieuwe waarden van h en v_1 en van h en v_2 berekend door impliciete berekening in x_1- resp. in x_2- richting.

Bij de discretisering wordt en in de ruimte en in de tijd verspringen schema gehanteerd:

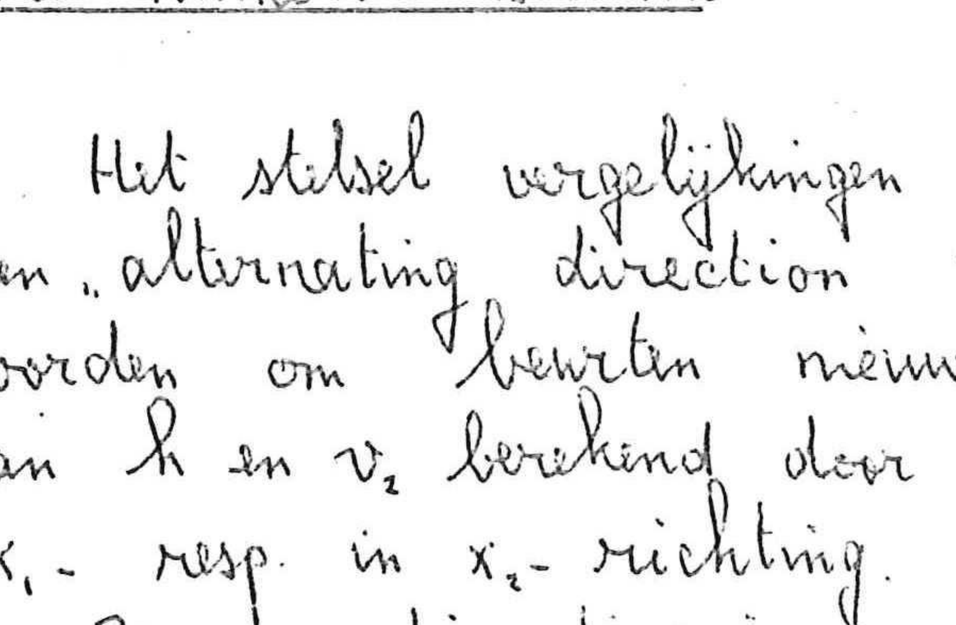


fig 5.1.

- o H en Fe punt
- – U punt
- | V punt
- + η punt
- □ hierin puntjes met dezelfde indices

De uitwendige krachten W_x en W_y werken in de U punten resp. in de V punten

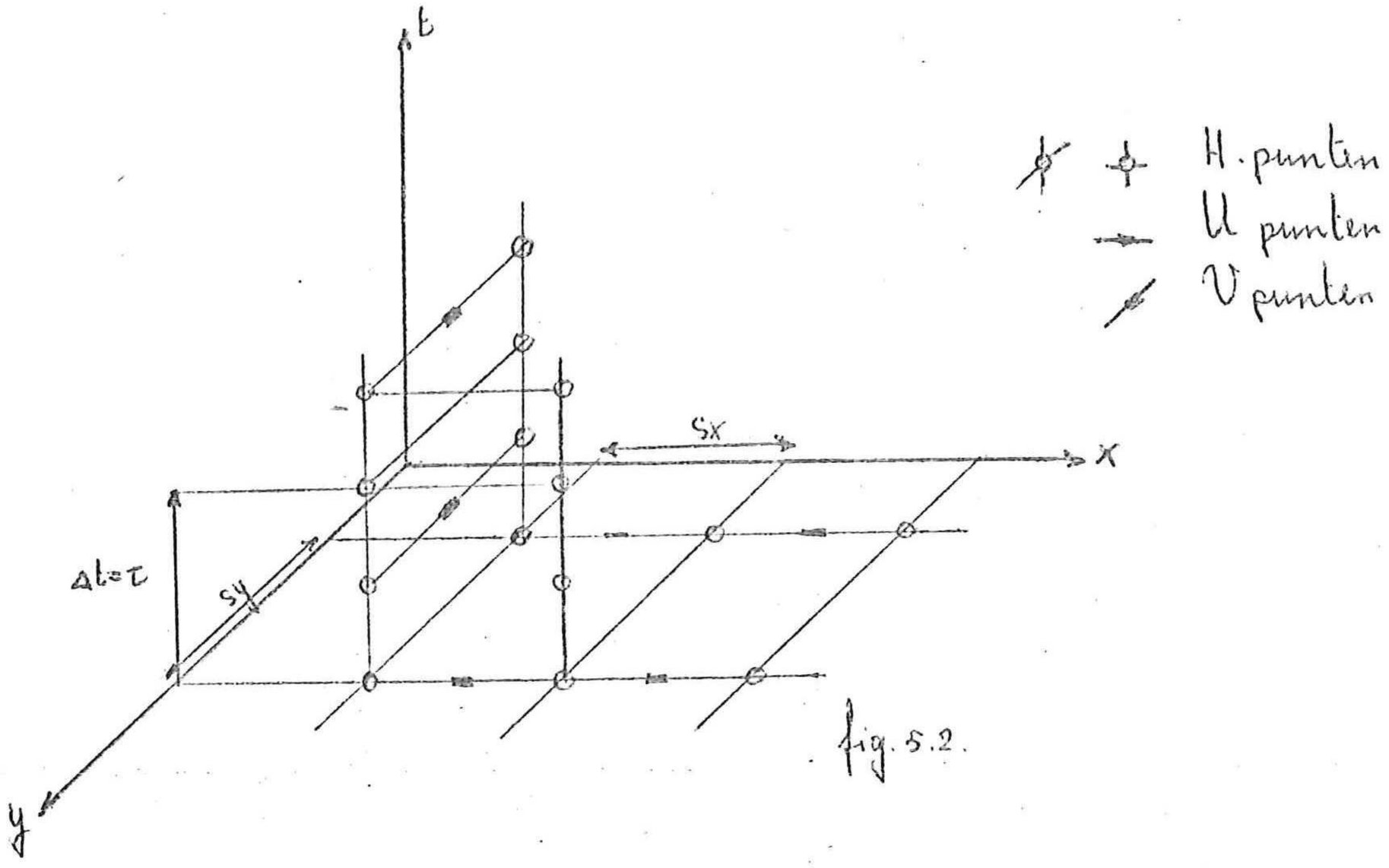


fig. 5.2.

Er geldt:

$$\begin{aligned} H(I,J) &= h(I*sx, J*sy) \\ FR(I,J) &= f(I*sx, J*sy) \\ U(I,J) &= v_1((I+\tfrac{1}{2})sx, J*sy) \\ V(I,J) &= v_2(I*sx, (J+\tfrac{1}{2})sy) \\ \eta(I,J) &= \eta((I+\tfrac{1}{2})sx, (J+\tfrac{1}{2})sy) \end{aligned}$$

In de tijd gezien worden alternerend nieuwe waarden van H en U en van H en V berekend. H's worden dus twee maal per tijdstap berekend, U's en V's één maal per tijdstap.

De discretisering van elk van de termen van de bewegingsvergelijking is als volgt (met accent nieuwe waarden):

$$\frac{\partial h}{\partial x_1} = \frac{H'(I_{+1}, J) - H'(I,J)}{sx} \qquad 5.3$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} = \frac{U'(I,J) - U(I,J)}{\tau} \qquad 5.4$$

$$v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} = U(I,J)\left\{\frac{U(I_{+1},J) - U(I_{-1},J)}{2sx}\right\} \qquad 5.5$$

$$v_2 \frac{\partial v_1}{\partial x_2} = VD\left\{\frac{U(I,J_{+1}) - U(I,J_{-1})}{2sy}\right\} \qquad 5.6$$

Hierin is: $H'(I,J) = h(I*sx, J*sy, t+\frac{1}{2}\tau)$

$H(I,J) = h(I*sx, J*sy, t)$

$U'(I,J) = v_1((I+\frac{1}{2})sx, J*sy, t+\frac{1}{2}\tau)$

$U(I,J) = v_1((I+\frac{1}{2})sx, J*sy, t-\frac{1}{2}\tau)$

$V(I,J) = v_2(I*sx, (J+\frac{1}{2})sy, t)$

$VD = \frac{1}{4}\{V(I,J) + V(I,J-1) + V(I_{+1},J) + V(I_{+1},J-1)\}$

De term $\frac{\partial h}{\partial x}$ is voorgesteld door een differentiequotient op het niveau $t+\frac{1}{2}\tau$ ter wille van de stabiliteit. De termen $v_j \frac{\partial v_k}{\partial x_l}$ zijn voorgesteld door differenties op een onder tijdstip.

De bewegingsvergelijking in de y-richting wordt analoog aan de x-richting behandeld.

Voor de continuïteitsvergelijking gebeurt hetzelfde als volgt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{H'(I,J) - H(I,J)}{\frac{1}{2}\tau} \qquad 5.7$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{U'(I,J) - U'(I-1,J)}{sx} \qquad 5.8$$

Aldus ontstaat voor elke J een stelsel vergelijkingen, waarin $H'(1,J)$, $U'(1,J)$, $H'(2,J)$, $U'(2,J)$, ... als onbekenden voorkomen. Deze onbekenden worden opgelost met behulp van de „double sweep" methode. Dit wordt gedaan voor $J = 1, 2, \ldots$, waarna t met $\frac{1}{2}\tau$

wordt verhoogd en hetzelfde proces wordt uitgevoerd met $H'(I,1)$, $V'(I,1)$, $H'(I,2)$, $V'(I,2)$, ... als onbekenden. Dit wordt gedaan voor $I = 1,2, \ldots$

5.4 Faciliteiten van het „Tides" systeem

In het „Tides" systeem worden als gegevens ingevoerd: diepten, wrijvingscoëfficient (voor het gehele gebied constant) hoeksnelheid, gravitatieversnelling enz.

Het TDexec programma berekent waarden van H, U en V en voert deze waarden op gewenste tijdstippen uit op de regelgebruikter. Het programma laat toe dat gebieden droog vallen.

5.5 Invoer uitwendige krachtin

Het programma haalt de uitwendige krachtin voor ieder punt van de gecreeerde dataset. Eerst wordt W_x gelezen voor:

$J = 1$, $I = 1,2, \ldots\ldots$ $I = MX$.
$J = 2$, $I = 1,2, \ldots\ldots$ $I = MX$.
⋮ ⋮ ⋮
$J = MY$, $I = 1,2, \ldots\ldots$ $I = MX$.

Hierna dezelfde procedure voor W_y.

De krachtin W_x en W_y in een punt (I,J) blijven gedurende het hele programma hun toegekende waarde houden

5.6 Begrenzingen van het gebied

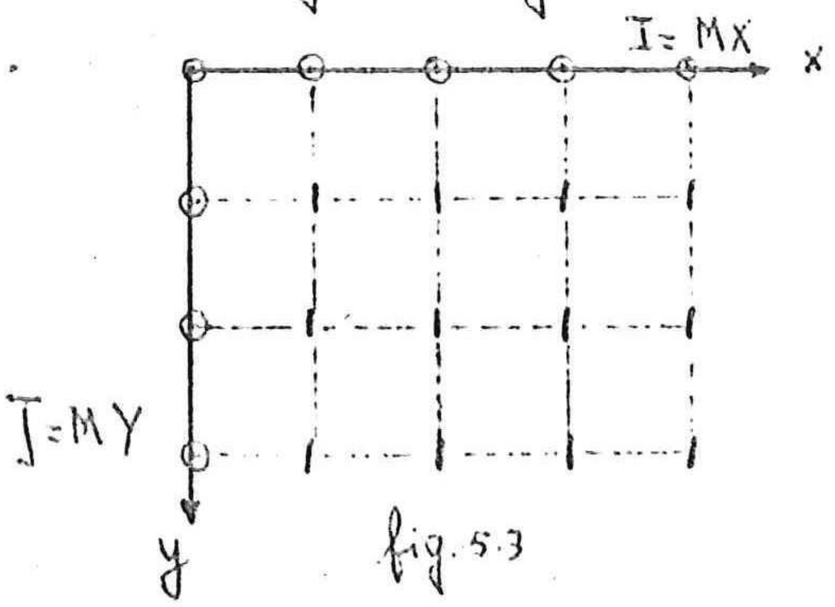


fig. 5.3

· o : punt waar $h(i,j)$ niet wordt berekend.
1 · punt waar $h(i,j)$ wel wordt berekend

De punten aan boven- en linkerrand en punten, die permanent droog zijn, zijn ook „0" punten.
Voor punten (MX, J) wordt U en voor punten (I, MY) wordt V niet berekend.

5.7 Aangrijpingspunten van uitwendige krachten

De uitwendige krachten W_x en W_y grijpen aan in „U" punten resp. in „V" punten. De centrale differentiemethode moeten we toepassen voor de „H" punten om, uit de „radiation stresses" in de „H" punten, de krachten W_x en W_y te kunnen berekenen.

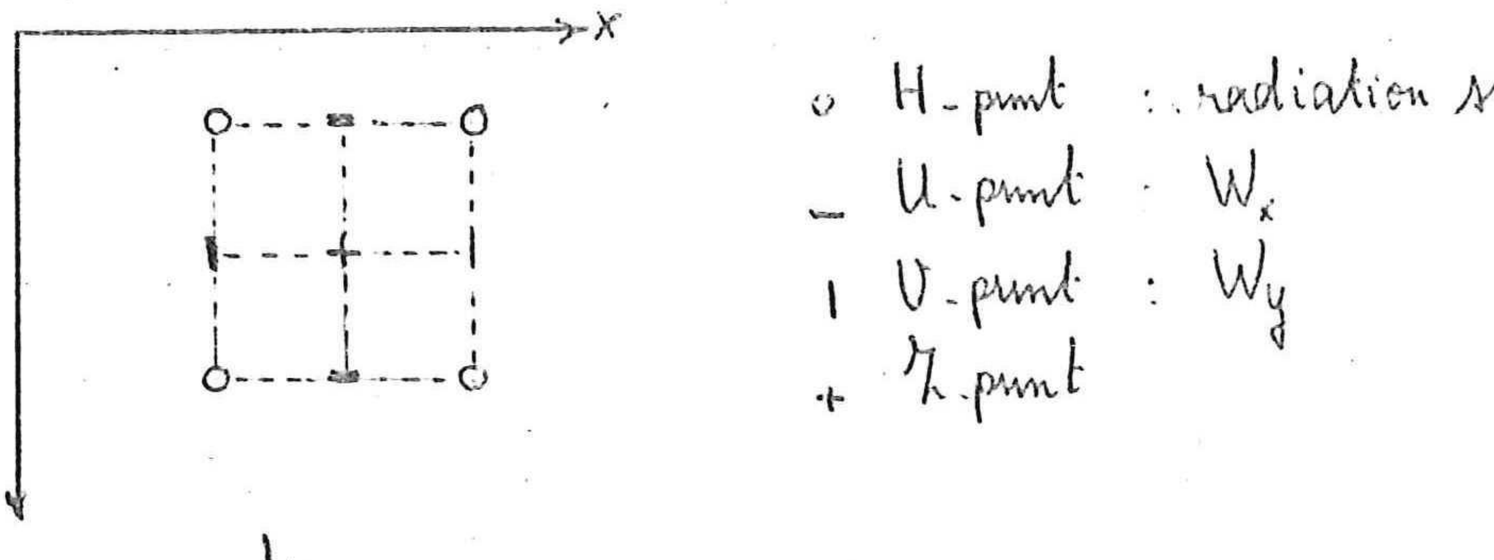


fig. 5.4

5.8 Opbouw van het rooster voor het getijprogramma

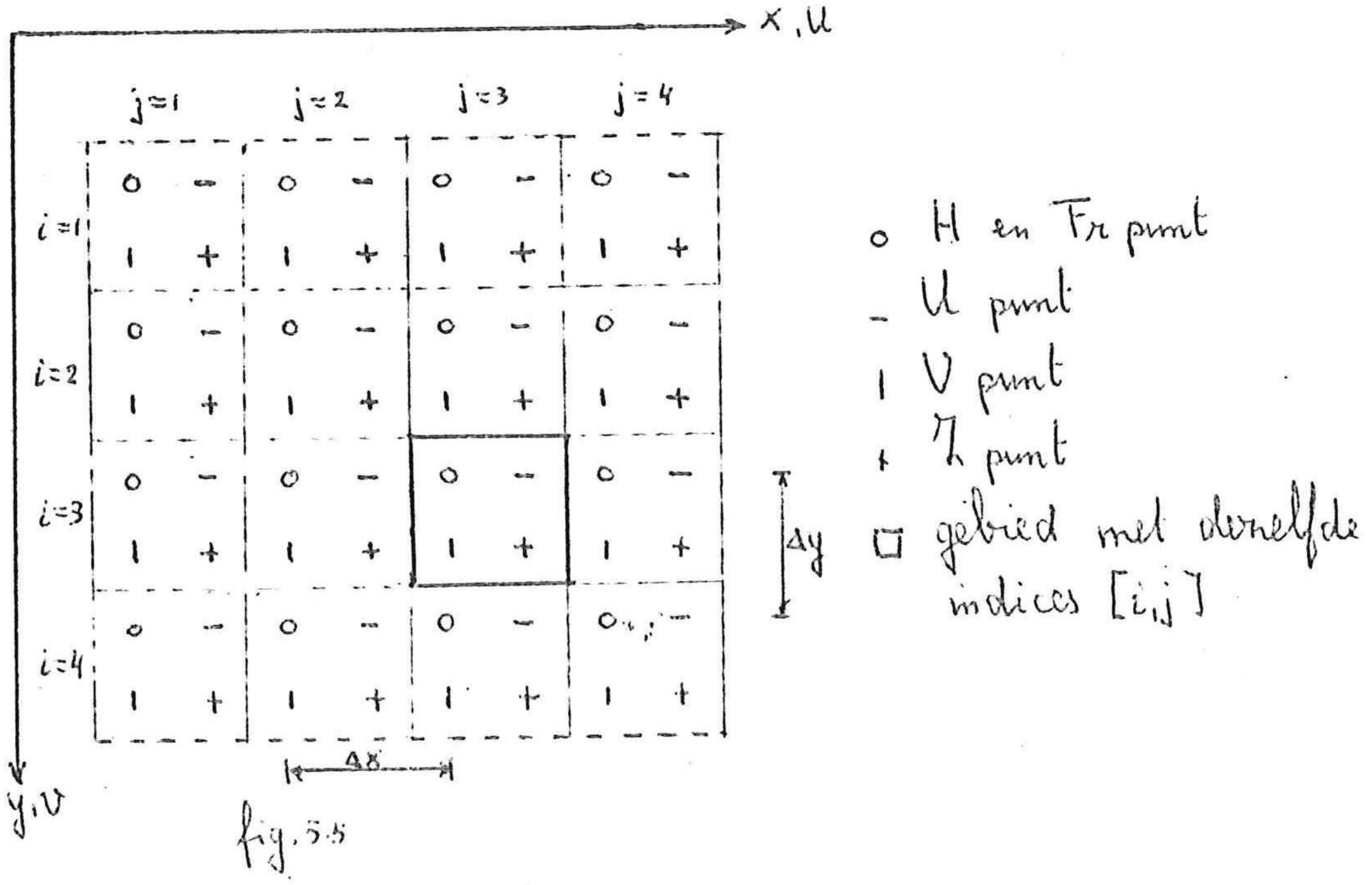


fig. 5.5

Zie fig. 5.5.

$W_x = \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y}$ grijpt aan in het bijbehorende „U" punt

$W_y = \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x}$ grijpt aan in het bijbehorende „V" punt

Centrale differentiemethode in gebiedje [i,j]:

$$W_x[i,j] = \frac{S_{xx}[i,j+1] - S_{xx}[i,j]}{\Delta x} + \frac{S_{xy}[i+1,j] - S_{xy}[i,j]}{\Delta y}$$

$$W_y[i,j] = \frac{S_{yy}[i+1,j] - S_{yy}[i,j]}{\Delta y} + \frac{S_{xy}[i,j+1] - S_{xy}[i,j]}{\Delta x}$$

Voor $W_x[i,j]$ wordt voor S_{xx} de differentiemethode toegepast voor de „H" punten $[i,j+1]$ en $[i,j]$ en voor S_{xy} voor de „H' punten $[i+1,j]$ en $[i,j]$.
Analoog voor $W_y[i,j]$.

Voor dit specifieke geval moet het Tides - systeem aangepast worden: in plaats van een constante uitwendige (wind) kracht moet in ieder punt de uitwendige kracht ingelezen worden.

Normale getijberekeningen werken met een variërende randvoorwaarden voor de waterhoogten. In ons geval wordt gewerkt met een constant beginpeil voor het hele gebied.

In de bewegingsvergelijking (vgl. 5.1) is het oscillerende karakter van de golfbeweging aan de bodem niet verdisconteerd in de wrijvingsterm. Een nader onderzoek hiernaar is gewenst.

Hoofdstuk 6

Het Model van Gourlay

6.1 Inleiding

Michael R. Gourlay, van het Department of Civil Engineering van de Queensland University in St. Lucia, Australia, onderzocht in een model stromingen achter een dam, opgewekt door gediffracteerde golven. Ten gevolge van diffractie zal de brekerhoogte achter de dam variëren. De opstuwing (set-up) in de brekerzone zal van plaats tot plaats langs de kust verschillen, waardoor, ten gevolge van een gradiënt in de waterhoogten, een stroming opgewekt wordt parallel aan de kust.

6.2 Beschrijving van het model

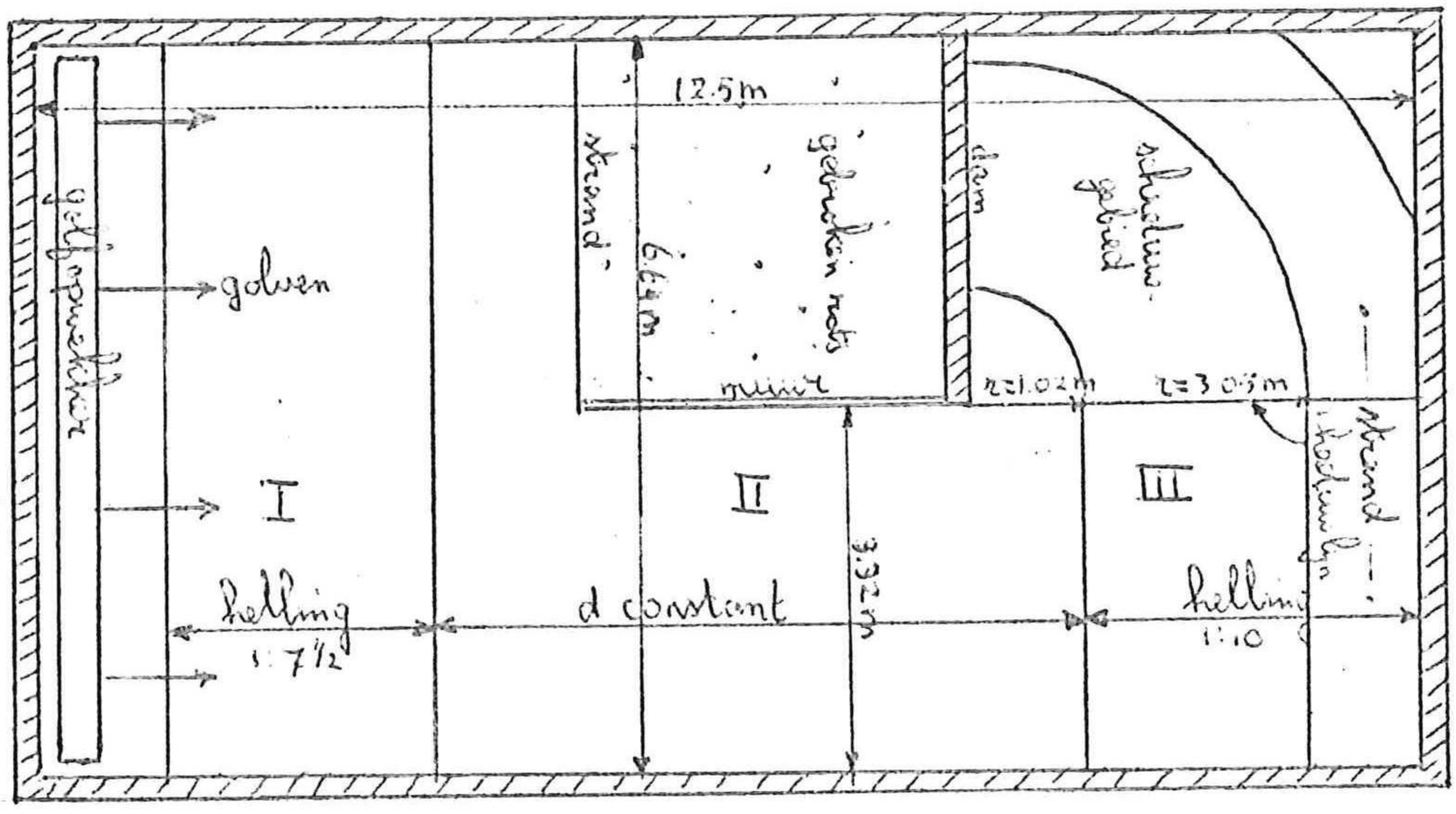


fig. 6.1

Het model bestaat uit drie onderdelen, genummerd I, II en III, met verschillende afmetingen en dieptes.

In deel I worden golven opgewekt door middel van golfschotten en lopen met een bepaalde voortplantingssnelheid over een helling van 1 : 7 ½ naar deel II. Dit deel is, door een keermuur loodrecht op de invallende golven, versmald en heeft een constante diepte (van 20 cm). De golven lopen aan de ene kant van de muur op een strand, bestaande uit gebroken rots en verdwijnen. Aan de andere kant lopen de golven ongehinderd naar deel III. De keermuur is loodrecht op de dam geplaatst om geen reflectie tegen de dam te krijgen.
In deel III lopen de golven op een talud van 1:10 en breken. Achter de dam worden, ten gevolge van diffractie, min of meer cirkelvormige golven uitgezonden. De invloed van de diffractie wordt geacht zich uit te strekken over het schaduwgebied, met golfhoogten variërende van 0 tot ½ H., en in het gebied naast de schaduwlijn van ½ H tot 1.17 H.
De dieptelijnen zijn zodanig gekozen, dat de golfkammen altijd parallel aan de dieptelijnen blijven lopen. Het refractieverschijnsel, bij niet parallel lopen van golfkammen aan de dieptelijnen, doet zich hier niet voor.

De golven zullen op het talud breken met een variërende brekerhoogte. Zie fig. 6.2.

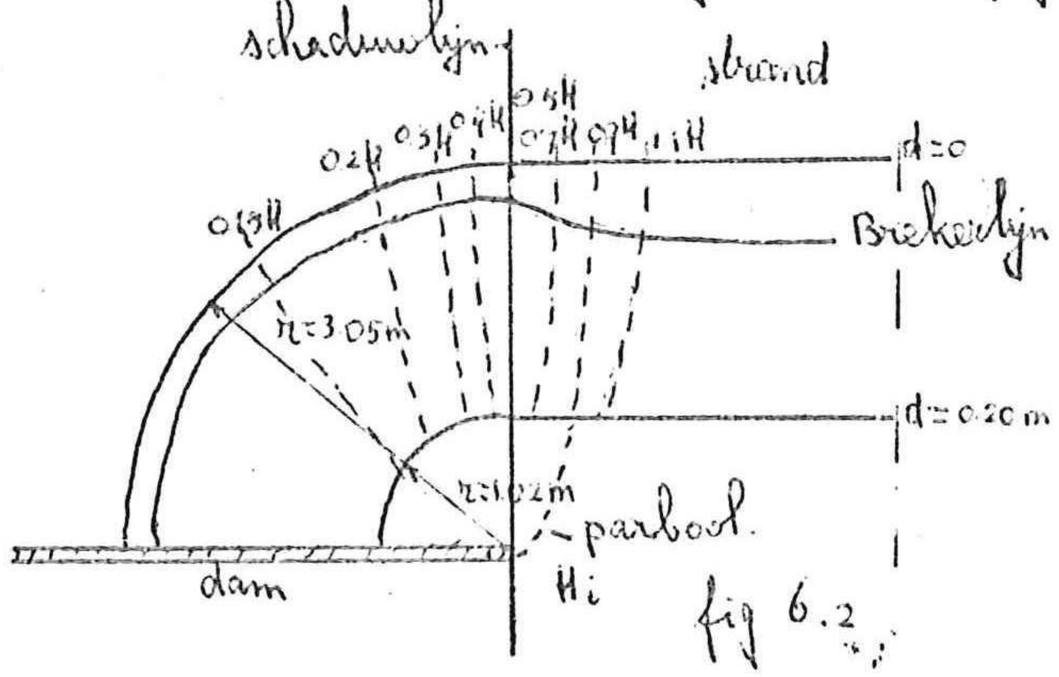


fig 6.2

De loodrecht op de kust brekende golven veroorzaken een langs de kust variërende „wave set-up". De gradiënten

van de wave set-up leveren een primaire bijdrage in de aandrijving van de stroom.

Het water stroomt langs de rand van het talud binnen in het schaduwgebied en vormt een neer-aangedreven door het in- en uitstromende water.

Op het stromingsmechaniek is vervolgens het effect van reflectie van het strand gesuperponeerd. De golven worden door het strand gereflecteerd in een patroon van buiken en knopen min of meer loodrecht op het strand.

6.3 Toepassing procedure op het model : numerieke simulatie

De in hoofdstuk 4 en 5 beschreven procedure van simulatie van stroom met behulp van „ radiation stresses ", ingevoerd in een getijprogramma, wordt toegepast op het model van Gowlay.

Over het bassindeel achter de dam, met het rechte en het cirkelvormige talud, wordt een roosterwerk gelegd. Voor de eenvoud veranderen we de maten enigzins. Zie fig. 6.3

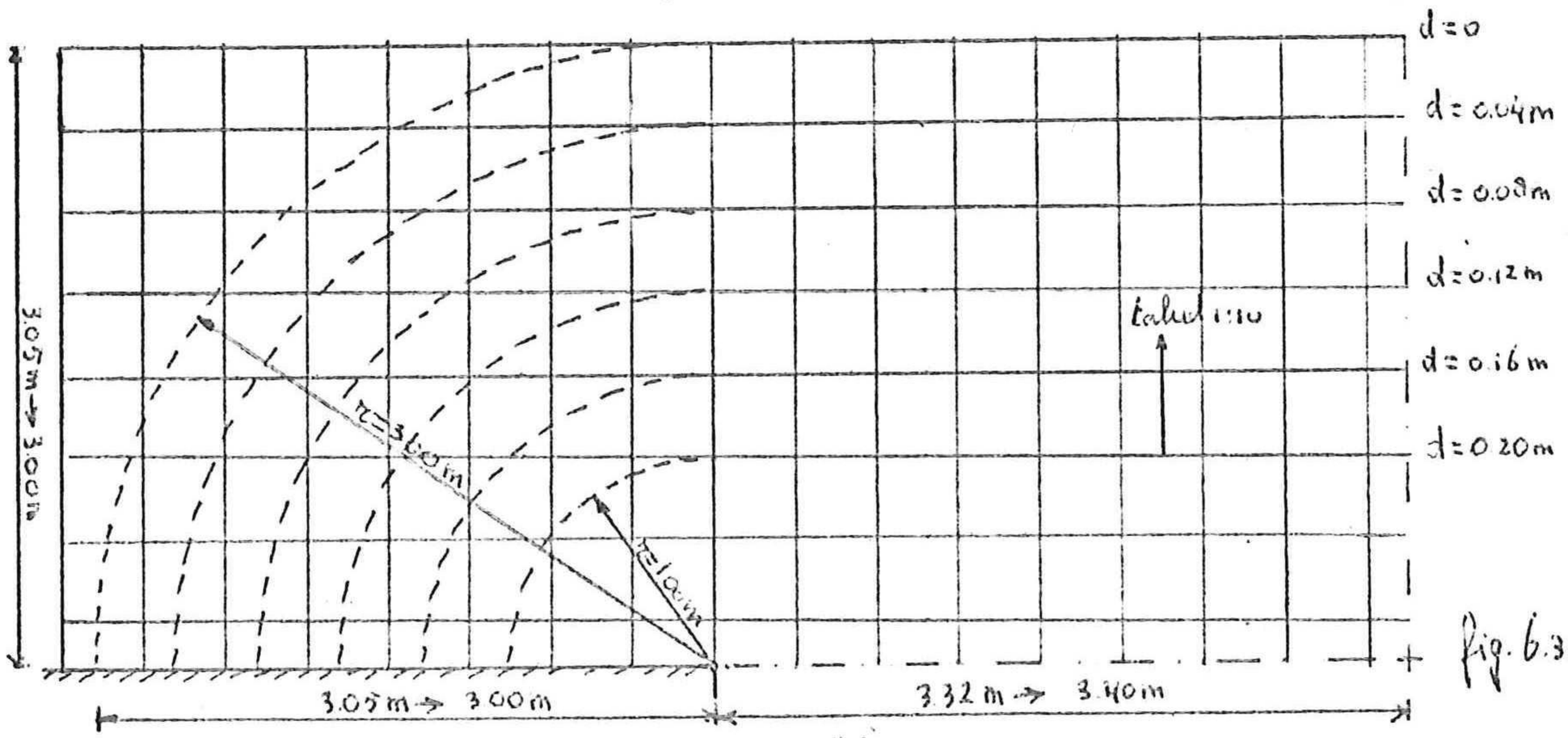


fig. 6.3.

We kunnen nu een eenvoudig rooster met een maaswijdte van 0.10, 0,20 of 0.40 m. Voor het geval, om de onderzoeken of de procedure werkt, starten we met het grovere

rooster van 0.40 x 0.40 m².

In een rooster met een maaswijdte van 0.20 m nemen we het model nauwkeuriger onder de loep. Een beter beeld krijgen we van de brekerzone en de wave set-up binnen de brekerzone.

In de roosterpunten bepalen we de benodigde gegevens voor het „radiation stress" programma. Voor de bepaling van de plaatselijk optredende golfhoogte moeten we achtereenvolgens diffractie, shoaling en breking verdisconteren.

6.4 Diffractie

6.4.1 Inleiding

Diffractie treedt op achter een dam doordat de golven rechts van de schaduwlijn (fig 6.4) het gebied links in beweging moeten brengen. Langs de golfkammen mag de golfhoogte sterk variëren: energie verplaatst zich langs de kammen naar het schaduwgebied.

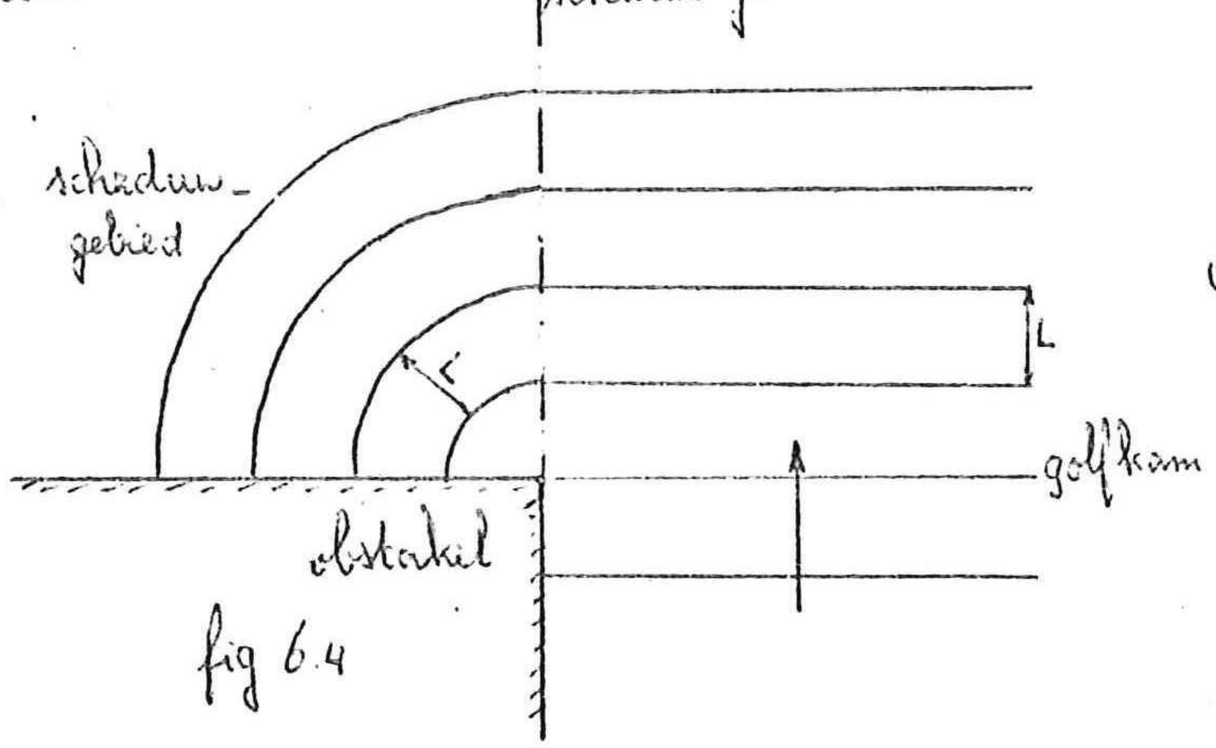


fig 6.4

6.4.2 Bepaling van diffractiecoëfficienten (K_d)

Bij de bepaling van diffractie-coëfficienten gaan we uit van de exacte bepaling met behulp van de spiraal van Cornu (zie bijlage i figuur 20)

Beschouw twee punten Q en R (in fig. 6.5) symm. metrisch gelegen t.o.v. de schaduwlijn. Voor beide punten bepalen we de diffractie-coëfficienten.

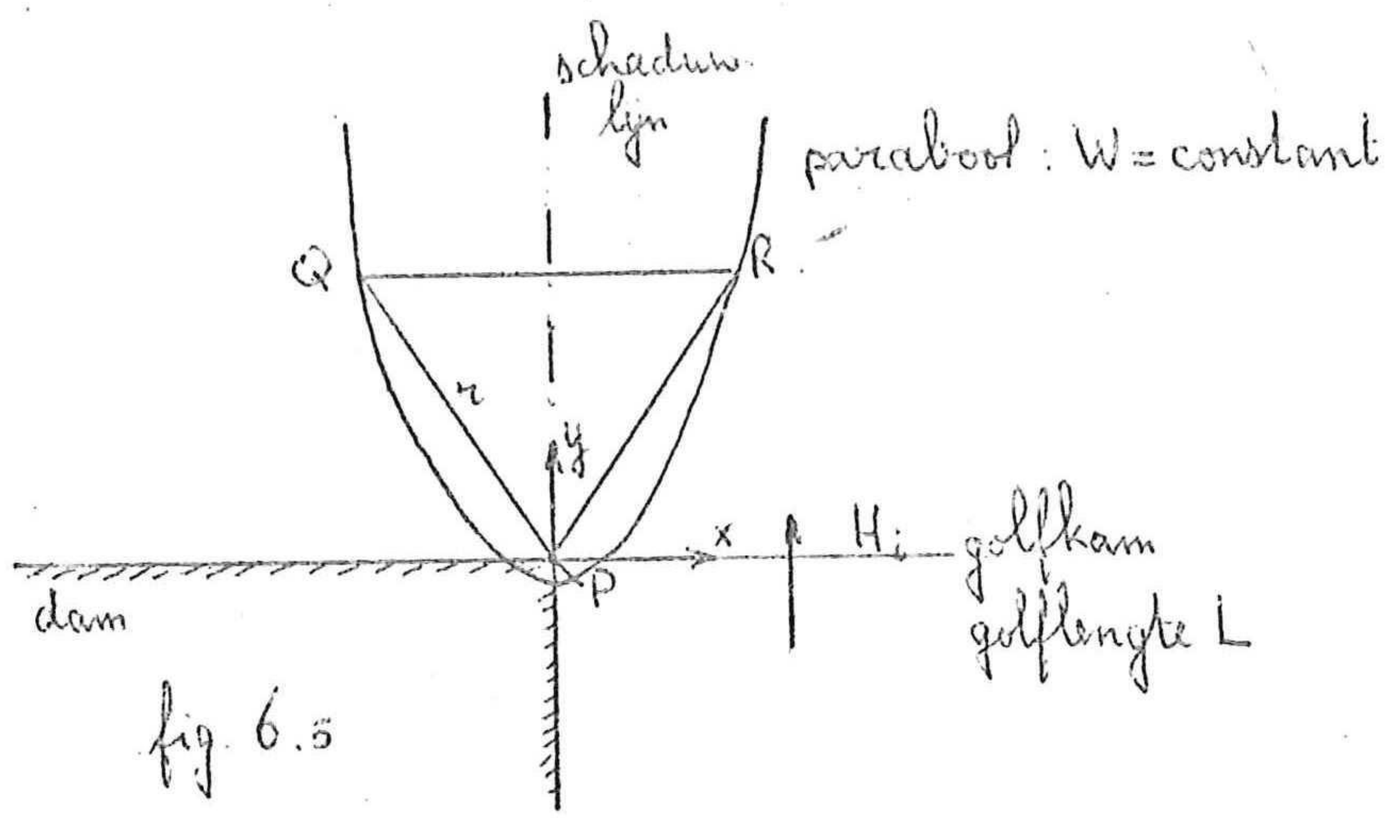


fig. 6.5

De vergelijking van de parabool luidt :

$$y = \frac{x^2}{2WL} - \frac{WL}{2} \qquad 6.1$$

met

$$W = \frac{r - y}{L} \qquad 6.2$$

Voor de punten wordt W bepaald (vgl 6.2) en wordt op de spiraal van Cornu de corresponderende waarde opgezocht.

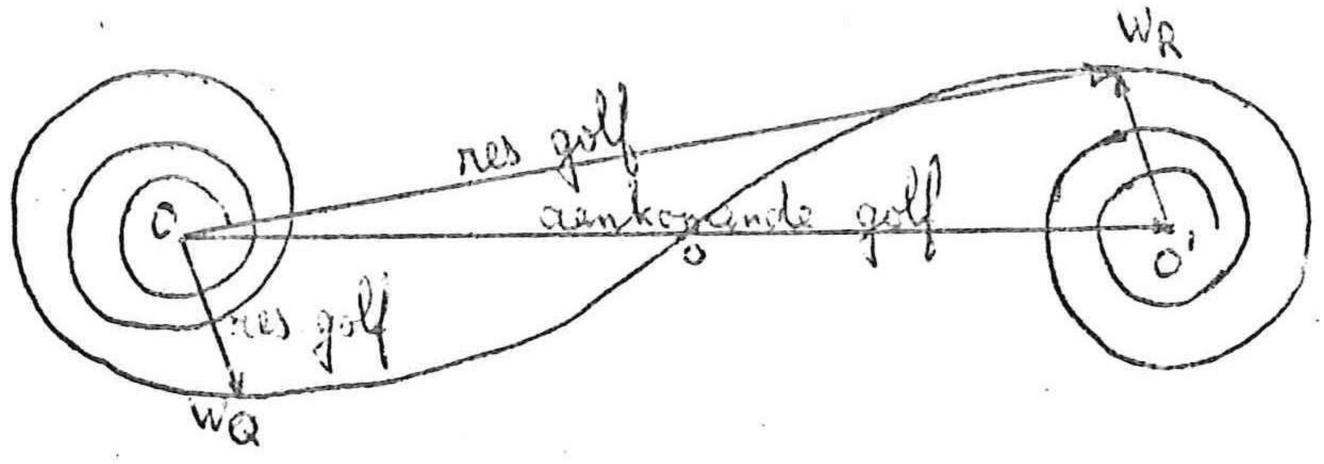


fig. 6.6

Nu geldt voor golfhoogte in Q :

$$H_Q = \frac{\overline{WQ}}{\overline{OO'}} \cdot H_i \qquad 6.3$$

en voor de golfhoogte in R :

$$H_R = \frac{\overline{WR}}{\overline{OO'}} \cdot H_i \qquad 6.4$$

6.43 <u>Toepassing diffractie op het model</u>

Met behulp van de spiraal van Cornu worden de diffractie-coëfficiënten bepaald in de roosterpunten op

het deel met een constante diepte van 0.20 m. Zie fig. 6.7

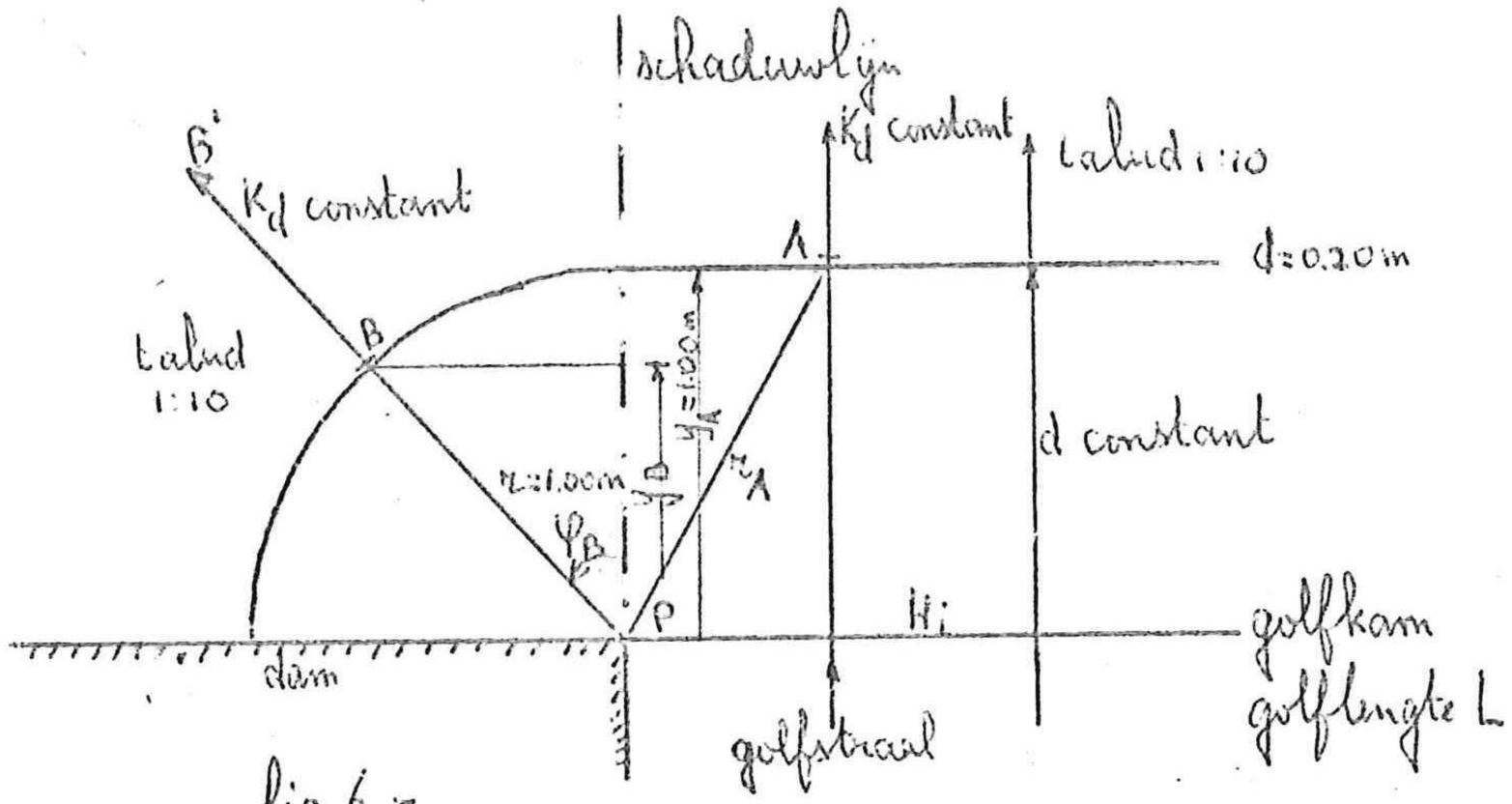


fig 6.7

Voor het roosterpunt A op de rand van het talud wordt de K_d waarde bepaald uit r_A . y_A en L.
Voor punten op het talud wordt de K_d waarde aangehouden van het punt op de rand.
Volgen we de golfstraal in fig. 6.7 : tot punt A een variërende K_d waarde, daarna K_d constant houden.

Voor het willekeurig punt B op de cirkelboog wordt de K_d waarde bepaald uit r . y_B en L. Voor de rechte lijn BB' houden we weer K_d constant.

In het schaduwgebied schatten we de K_d waarden in de roosterpunten uit de waarden van de rechte lijnen vanuit de cirkelpunten. Zie bijlage figuur .. voor de diffractie-coëfficienten.

De golfhoogten in A en B zijn resp.

$$H_A = K_{d_A} \times H_i \quad \text{en} \qquad 6.5$$

$$H_B = K_{d_B} \times H_i \qquad 6.6$$

H_i = golfhoogte van de invallen golven in P in water met een diepte van 0.20 m.

6.5 Shoaling

Bij het naderen van de kust treedt, tin gevolge van vermindering van de diepte, shoaling op. De golfhoogte verandert door de verkleining van de diepte: de golven voelen de bodem

De „shoaling-coefficient wordt voor ieder punt in het rooster bepaald uit de diepte en de golflengte Mie vgl 2.16

waarin

$$K_s = \sqrt{\frac{n_o C_o}{n C}} \qquad 6.7$$

Met behulp van tabellen kunnen we uit d en L_o de shoalingcoefficient bepalen. Deze tabellen zijn te vinden o.a. in Oceanographical Engineering (literatuur 7).

De golflengte op diep water is bepaald door de golfperiode:

$$L_o = \frac{g}{2\pi} T^2 \qquad 6.8$$

De uiteindelijke golfhoogte in een bepaald punt is nu geworden:

$$H = K_d \cdot K_s \cdot H_i \qquad 6.9$$

De „shoaling"-coëfficienten worden gerelateerd aan water met een diepte van 0.20 m.

6.6 Breking

6.6.1 Inleiding

Miche geeft het volgende kriterium voor de maximale steilheid waarbij periodieke golven in water van constante diepte nog juist stabiel zijn:

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{max.} = 0.14 \tanh \frac{2\pi d}{L} \qquad 6.10$$

Dit reduceert in ondiep water tot:

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{max} = 0.14 * 2\pi \approx 0.88 \qquad 6.11$$

Mc Cowan geeft voor de maximale golfhoogte van een eenling golf

$$\left(\frac{H}{d}\right)_{max} = 0.78 \qquad 6.12$$

In de brekerzone is de golfhoogte evenredig gesteld met de gemiddelde diepte vgl 3.19.
De waarde van γ varieert van 0.78 voor de eenling-golf tot 0.88 voor de ondiepwater-benadering van Miche voor periodieke golven.

Bij het naderen van golven aan een kust met een vlak talud zullen de golven zich op een bepaald moment verheffen en over de kop slaan : ze breken en verliezen voor een groot deel hun energie.

Resultaten van modelproeven uitgevoerd door Iversen in 1953. zijn weergegeven in Oceanographical Engineering, literatuur blz 175, fig. 7.31 a en b. Uit de golfgegevens op diep water en de taludhelling kan uit fig. 7.31 b de waarde van γ bepaald worden

6.6.2 Bepaling brekingscoëfficiënt

Uit de diepwater-gegevens vinden we voor een taludhelling van 1:10 voor γ een waarde van ≈ 1 uit fig. 7.31 b in Wiegel's Oceanographical Engineering. Deze waarde ligt hoger dan volgens vgl 6.11.

Voor de theoretische berekening van de golfhoogten in de brekerzone zijn duidelijke argumenten aan te voeren om γ groter aan te nemen dan 0.88.

6.7. Golfhoogten

Na verdisconteringvan shoaling, diffractie en breking, hebben we voor ieder roosterpunt de theoretisch golfhoogte verkregen.

In de eerste proef-fase is de „wave set-up" in de brekerzone niet opgenomen. Ten gevolge van de „wave set-up" zullen de golfhoogten in de brekerzone hoger zijn dan weergegeven in fig. 6.8. Zie ook bijlage 1, figuur 9.

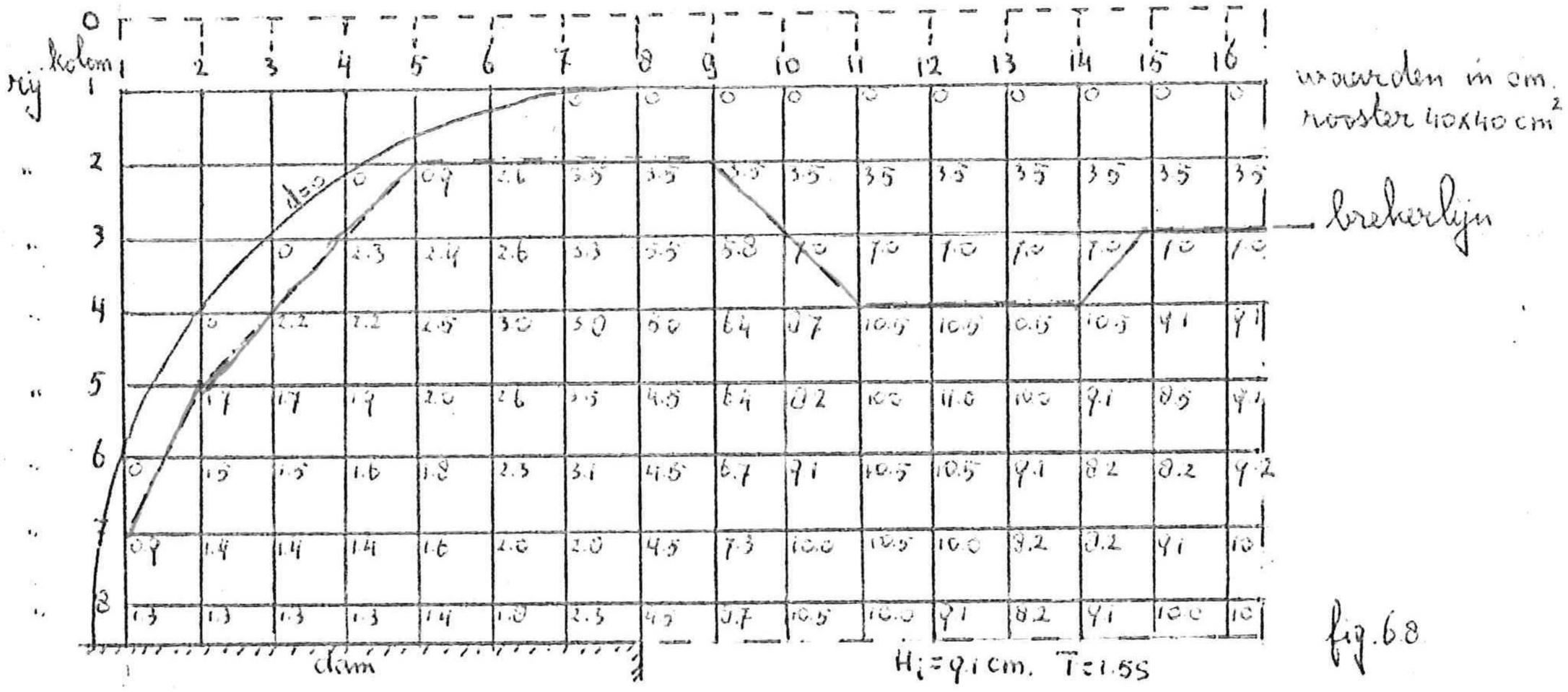


fig. 6.8

De brekerlijn is schematisch aangegeven door een lijn tussen de punten van de onderste begrenzing waar de golfhoogte gelijk is aan de optredende brekerhoogte.

Om informatie te krijgen over de punten ter plaatse van het nulniveau, van het water op het talud, is het rooster met één rij uitgebreid : de zgn. „0" rij

6.8 Tijdstap voor het getijprogramma

In het getijprogramma komt de tijdstap τ voor. (zie hoofdstuk 5 fig. 5.2) Het is belangrijk τ niet te groot te nemen hetgeen instabiliteit tot gevolg kan hebben. Als start kiezen we het (willekeurig) kriterium:

$$\frac{c\,\tau}{s} = 5 \qquad (6.13)$$

met c = gemiddelde voortplantingssnelheid
s = stapgrootte in het horizontale vlak

$$c = \sqrt{gh} \qquad (6.14)$$

Uit 6.14 volgt $c = \sqrt{10 * 0.10} = 1\ m\ s^{-1}$ en ingevuld in 6.13 levert $\tau = 5\ s$
Voor het rooster $0.40 \times 0.40\ m^2$ wordt $\tau = 2\ s$ en voor het rooster $0.20 \times 0.20\ m^2$ wordt τ gelijk aan $1\ s$.
Blijkt dat bij deze tijdstap het proces instabiel wordt, dan is het noodzakelijk τ te verkleinen.

6.9. <u>Resultaten van het rooster $0.40 \times 0.40\ m^2$</u>

Het „radiation stress" programma berekent achtereenvolgens de „radiation stresses", de schuifspanningen en de „radiation stress" effecten in ieder punt van het rooster. We volgen voor het punt [2,8] de loop der berekening (zie fig 6.9)

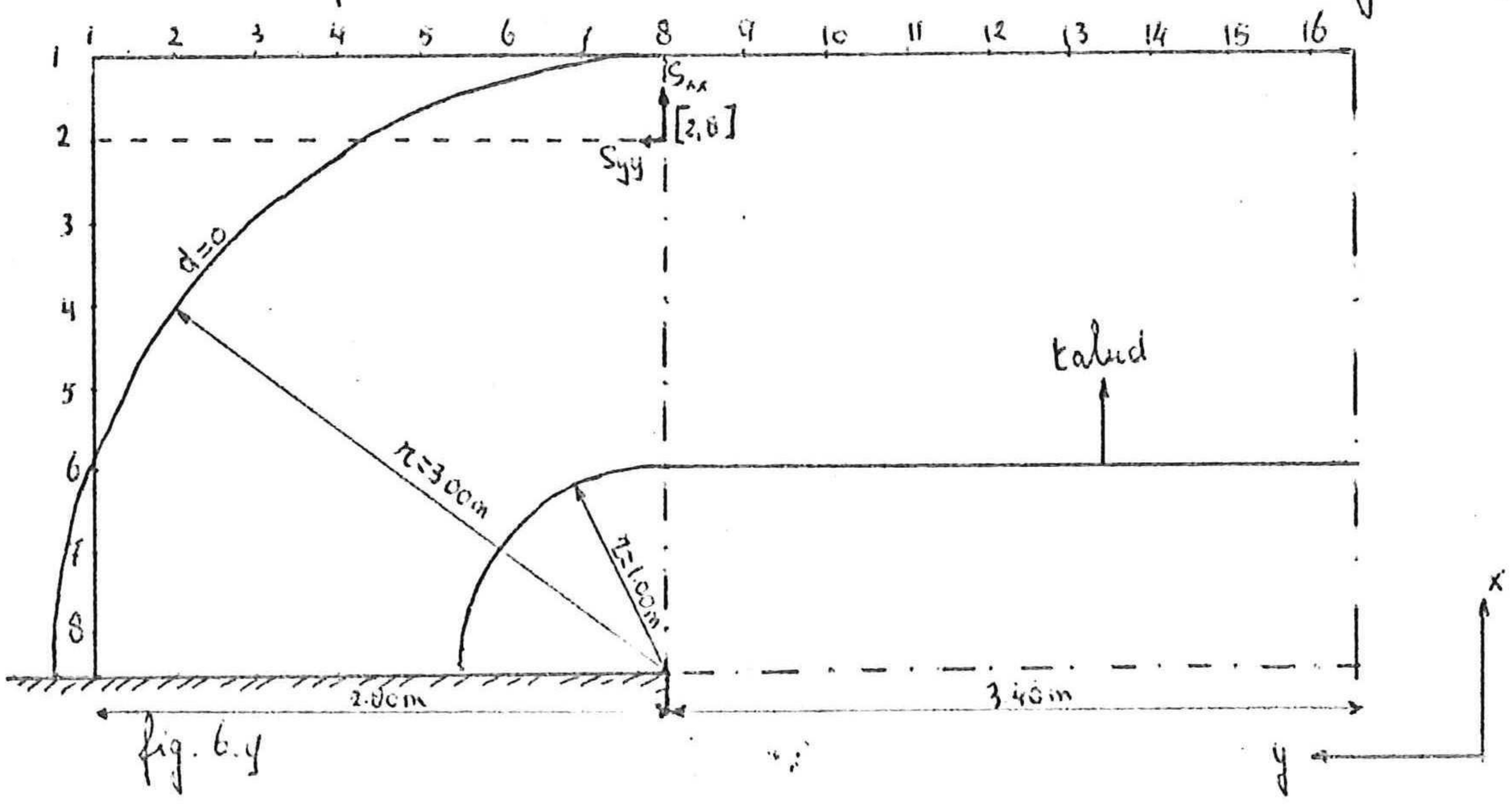


fig. 6.9

Radiation stress $S_{xx} = +2.22$ kg/s^2 (kracht p.e.v. lengte) = N/m
Radiation stress $S_{yy} = +0.73$ "
Schuifspanning $S_{xy} = 0$ "

Radiation stress effect: $W_x = +7.71$ kg $m^{-1} s^{-2}$. (kracht p.e.v. oppervlak) = N/m^2
$W_y = +0.14$ "

Het getijprogramma berekent vervolgens de waterstand h en de horizontale snelheidscomponenten u en v voor iedere tijdstap τ. Op de uitvoer verschijnt na ieder gewenst aantal tijdstappen een afdruk van de bewegingstoestand van het water.

Voor het onderzoek naar de stabiliteit van het rekenproces, wordt het gedrag van h, u en v in de tijd voor een bepaald punt nagegaan. Fig. 6.10 geeft het verloop in de tijd van h, u en v voor punt (1,8). ($\tau = 1$ s).

Na een inspeelverschijnsel slingeren h, u en v naar een evenwichts-

waarde, die na ongeveer 20 s bereikt wordt. Het bassin vertoont een slingertijd van ongeveer 10 s (Vergelijk met het verschijnsel van seiches in een haven).

Uit de waarden voor de waterstanden h halen we gegevens over de „wave set-up" in de branding szone. In fig. 6.11 zijn deze waarden uitgezet voor enkele raaien loodrecht op het talud. Deze waarden worden vergeleken met de gemeten waarden in het model. Zie bijlage 1 figuur 3 profiel A, B en C. Deze profielen komen overeen met resp kolom 14, 11 en 8 (bijlage 1 figuur 9)

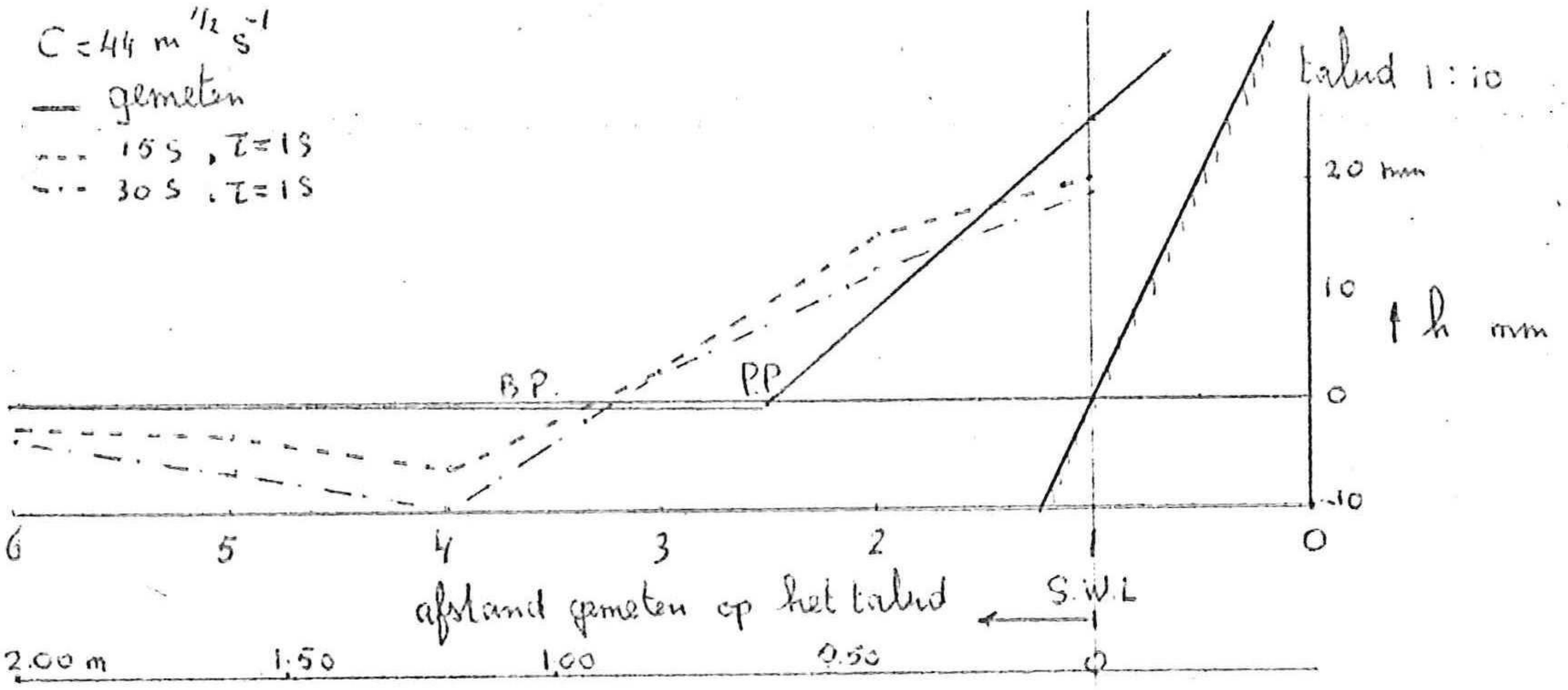


fig. 6.11 a rij

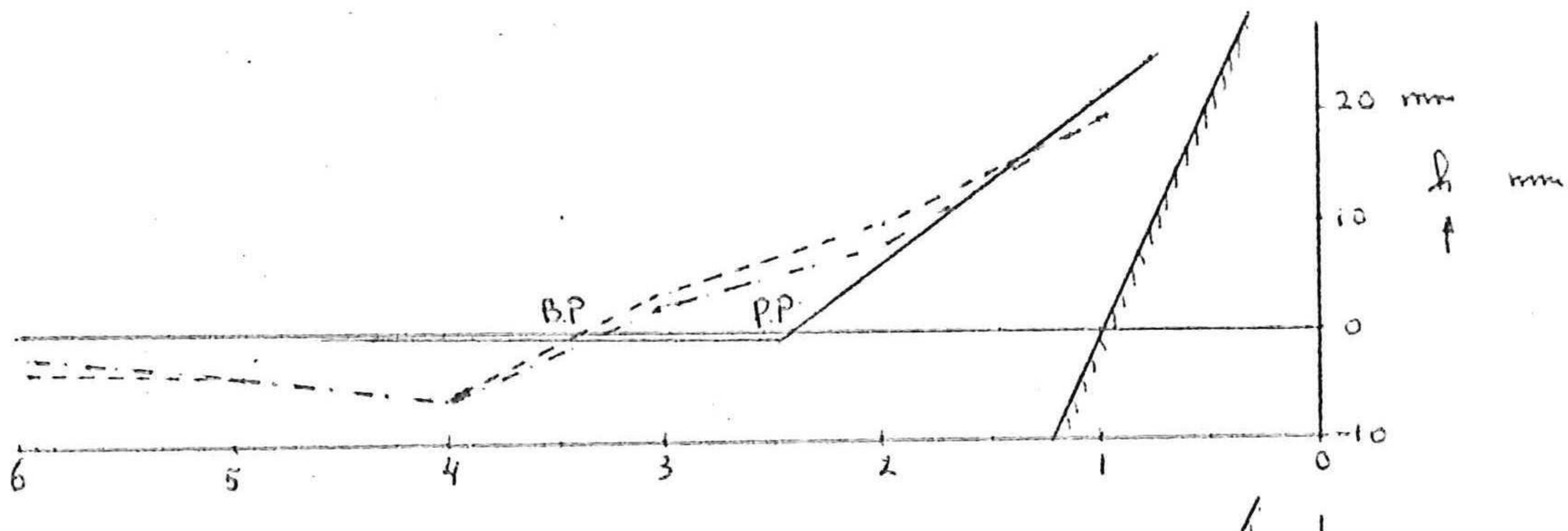


fig 6.11.b rij

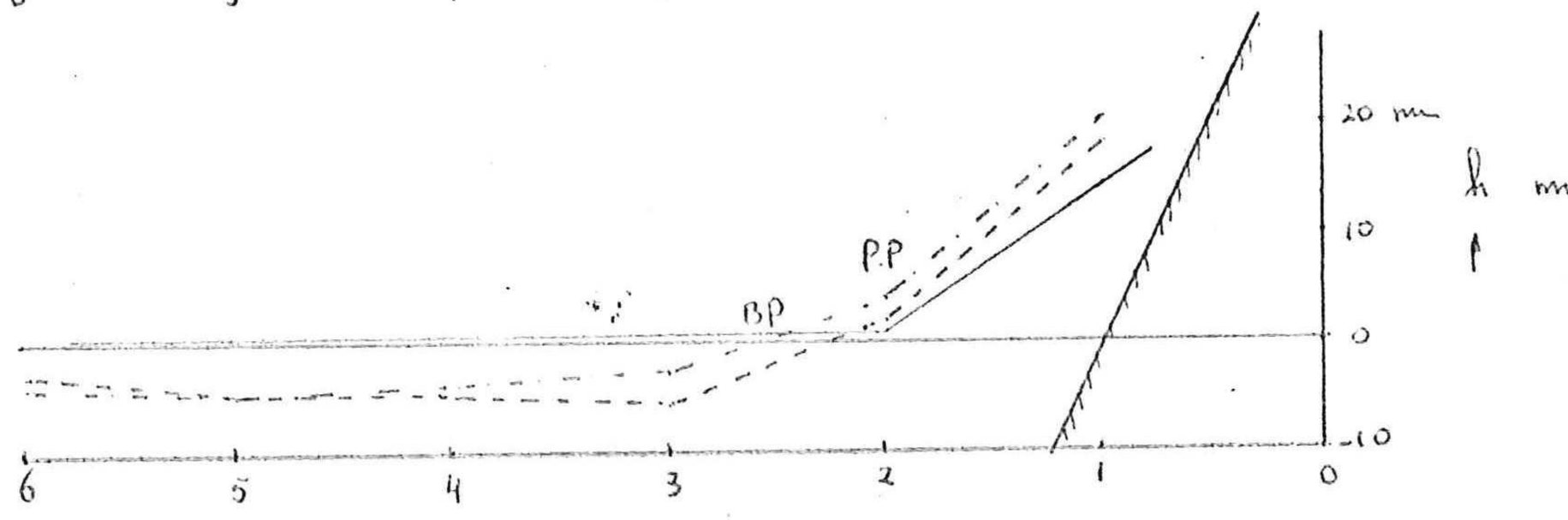


fig 6.11.c rij

Kolommen loodrecht op de x as, zie bijlage 1 figuur 9.

Uit fig. 6.11 blijkt de „wave set-up" in het model bij het „plunge point" (P.P) te beginnen, terwijl in het berekende geval de set-up steeds in de buurt van het „break point" (B.P).
Dit is te verklaren uit het gegeven dat de golf zijn energie verliest op het moment dat hij over de kop is geslagen. Op het breekpunt verheft de golf zich, omdat die golf de maximale steilheid heeft bereikt, en staat ter plaatse van het „plunge point over de kop.
Binnen de brekerzone hadden we, bij de berekening van de golfhoogte met het brekingscriterium, beter kunnen beginnen bij het „plunge point"

In fig. 6.12 worden de horizontale snelheden in enkele doorsneden vergeleken met de gemeten waarden. Die bijlage figuur „profiel 1 en 2 resp. overeenkomende met kolom 10 en 8. In doorsnede 1 is de stroom naar het schaduwgebied zich aan het ontwikkelen, terwijl in doorsnede 2 de stroom zijn maximale afvoer heeft bereikt.

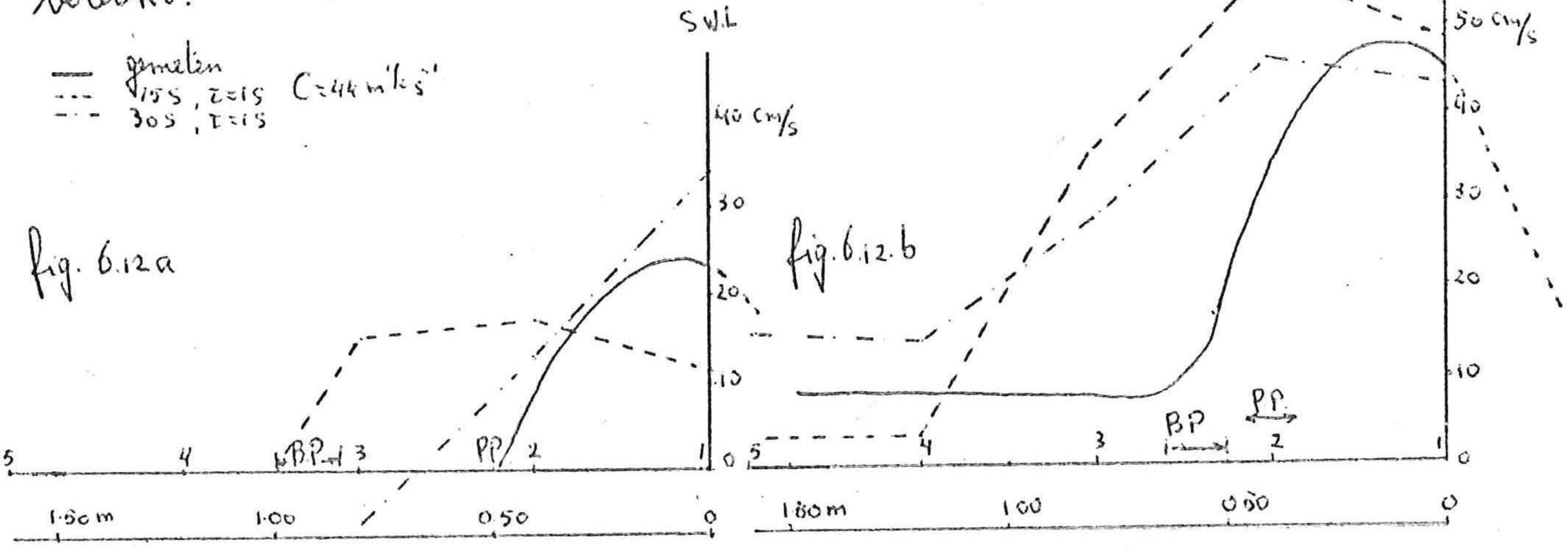


fig. 6.12a

fig. 6.12.b

Hier is het snelheidsprofiel ook verschoven naar het breekpunt van de golven. Voor alle gevallen is de Chezy-coefficient voor het hele bassin constant = 44 $m^{1/2} s^{-1}$ gehouden.
In fig. 6.13 zijn alle horizontale snelheden uitgezet met hun richting en grootte na t = 12 s.

t = 30 s

C = 44 $m^{1/2} s^{-1}$

0.50 m/s

S.W.L d=0

h=3.00m

3.00m

3.40m

Horizontale snelheden

3.00m

Schaal 1:20

In fig. 6.13. zien we een duidelijk stroom naar het schaduwgebied, waar het langs het talud stromende water een neer vormt, aangedreven door het steeds binnenstromende water. Onderaan de rand stroomt het water terug naar de rechterrand, waar het gestopt wordt door het water dat langs de rechterrand van het talud terugstroomt.

De richtingen van de horizontale snelheden zijn niet allen juist aan de bovenrand van het talud en de schaduwlijn (kolom 8):

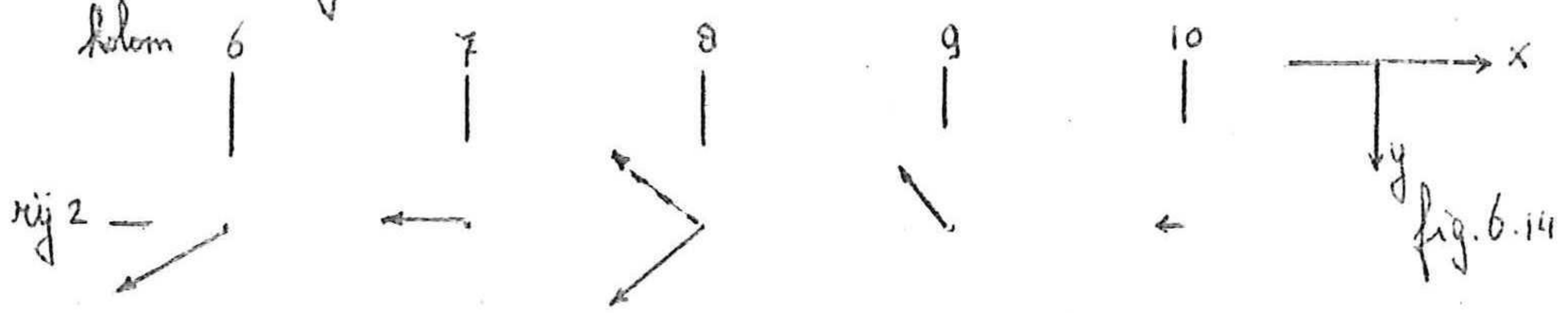


fig. 6.14

0.50 m/s

De richting in punt (2,8) is niet logisch: een negatieve y-component lijkt logischer (gestippelde vector.)

Uit het resultaat van het rooster 0.40 x 0.40 m blijkt het mogelijk te zijn om met de beschreven procedure (hoofdstuk 4 en 5) de stroom te simuleren. Enkele afwijkingen aan de rand versteren het proces in de loop der tijd enigzins, terwijl de richtingen van de snelheidscomponenten in kolom 8 verder geen ernstige gevolgen hebben.

6.10 Resultaten van het rooster 0.20 x 0.20 m^2 (zie bijlage / figuur 10)

Voor een nauwkeuriger onderzoek wordt de gevolgde procedure herhaald voor een rooster 0.20 x 0.20 m^2. In dit rooster is het mogelijk de wave set-up beter te bepalen. De gradiënten van de wave set-up zijn de primaire factoren voor de aandrijving van de stroom.

De wave set-up is in de golfhoogte verdisconteerd door binnen de brekerzone de diepte aan te passen m.b.v. fig. 3.6.

Voor raaien loodrecht op het talud zijn de golfhoogten bepaald uit de waterstand binnen de brekerzone na verdisscontering van de theoretisch berekende „set-up"

In fig. 6.15 zijn de berekende waterstanden op het talud en binnen de brekerzone uitgezet. De doorsneden A, B en C op bijlage 1 figuur 3. corresponderen resp. met kolom 27, 22 en 16: zie bijlage 1 figuur 10.

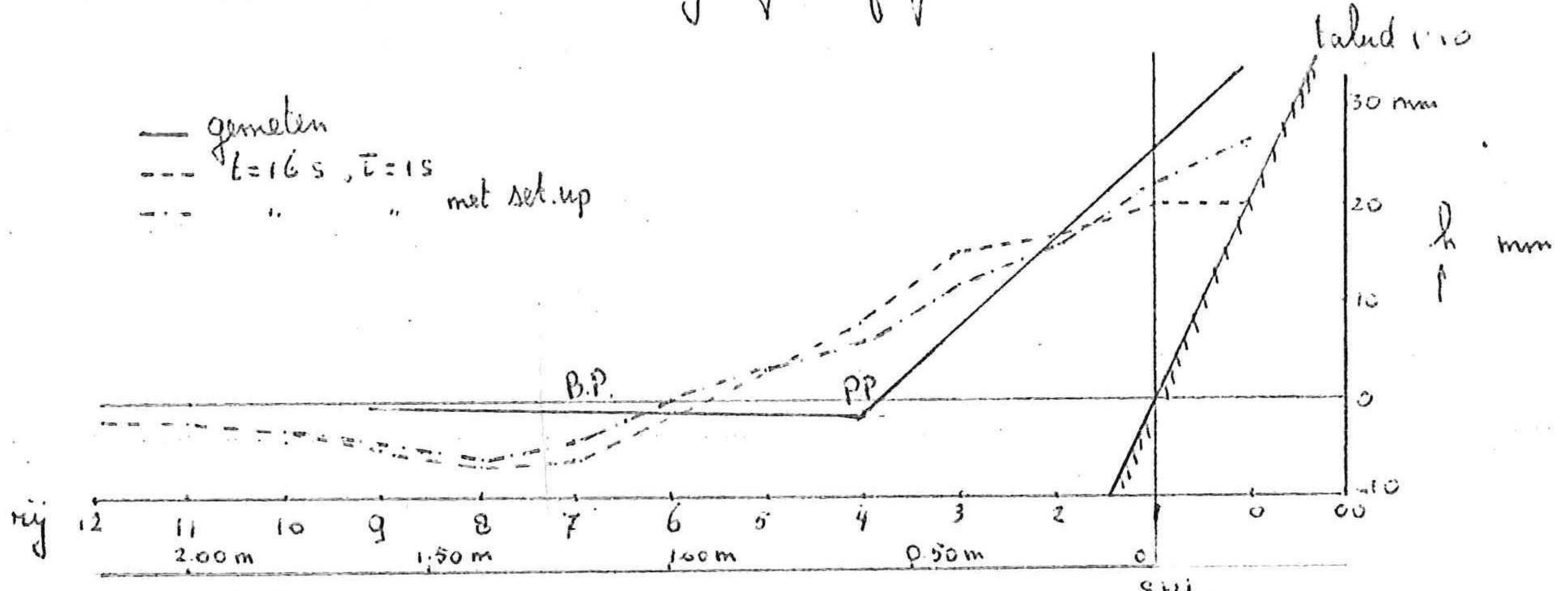


fig. 6.15 a : kolom 27

De kolommen loodrecht op de x-as (figuur 10)

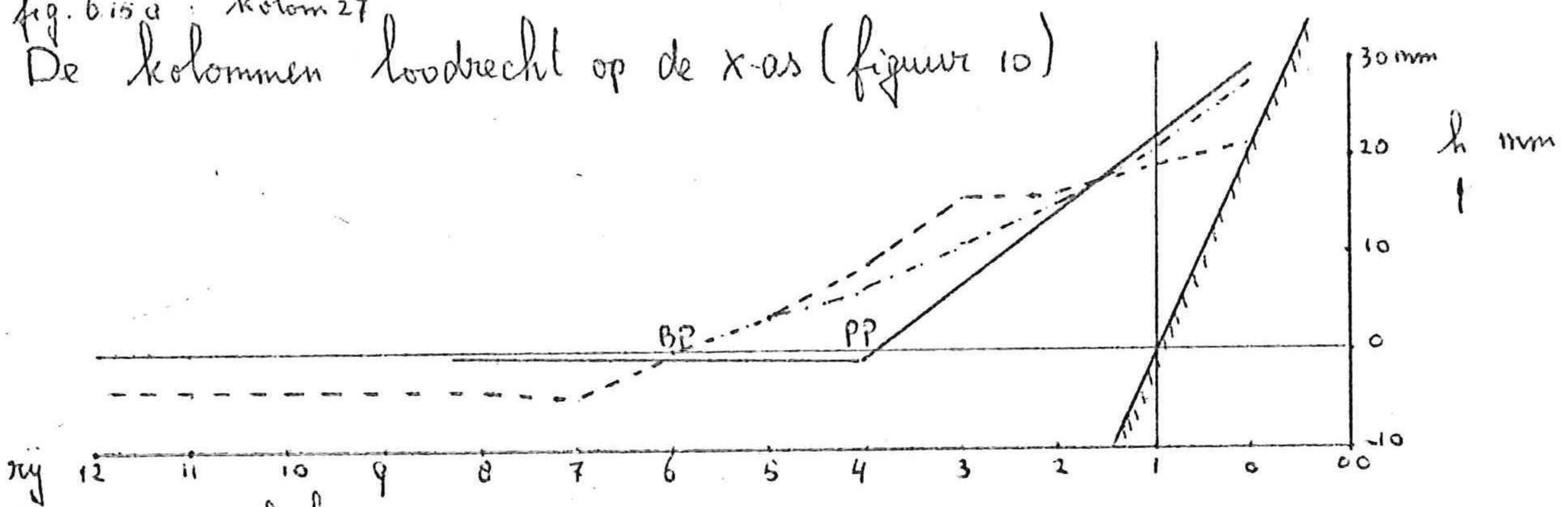


fig. 6.15 b : kolom 22

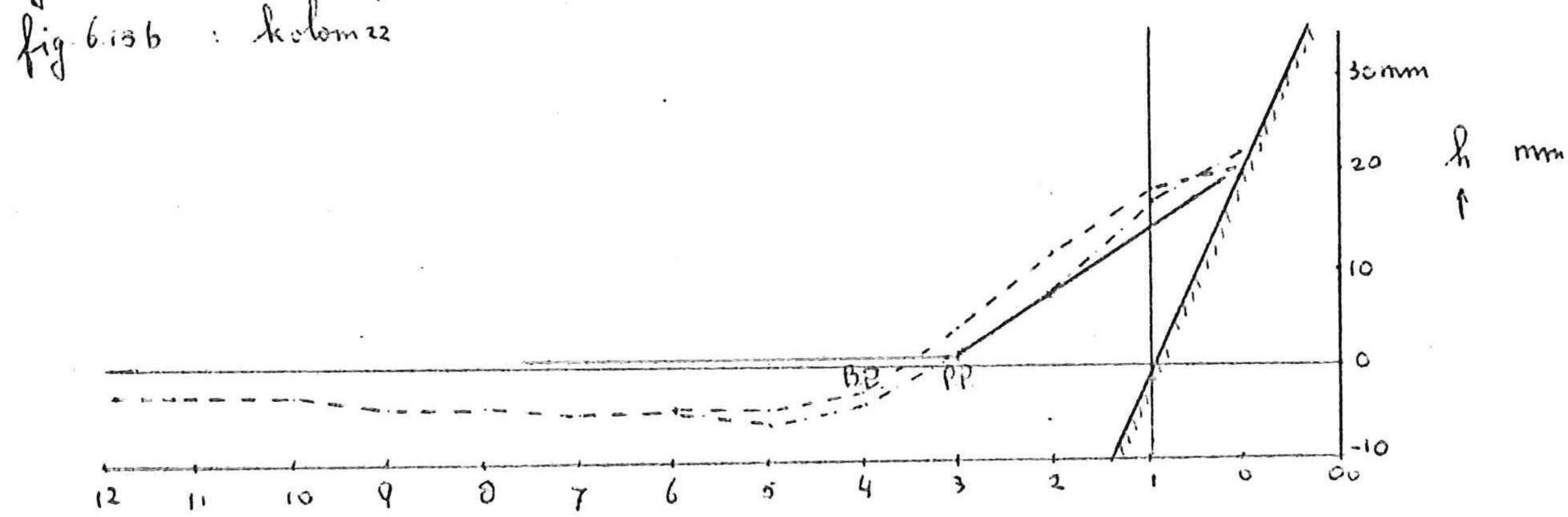


fig 6.15.c : kolom 16

De berekende wave set-up vertoont een redelijk recht verloop vanaf het berekende breekpunt (lijn - -) . Er bestaat

dus een evenredig verband tussen bodemhelling en helling van de „wave set-up" bij één bepaalde helling.
De berekende „set-down" voor het breekpunt van de golven is aan de grote kant t.o.v. de gemeten waarden.
De theoretisch berekende liggen er tussen in.
De berekende horizontale snelheden zijn voor doorsnee 1 en 2 van bijlage 1, figuur 8 in fig 6.16 vergeleken met de berekende waarden.

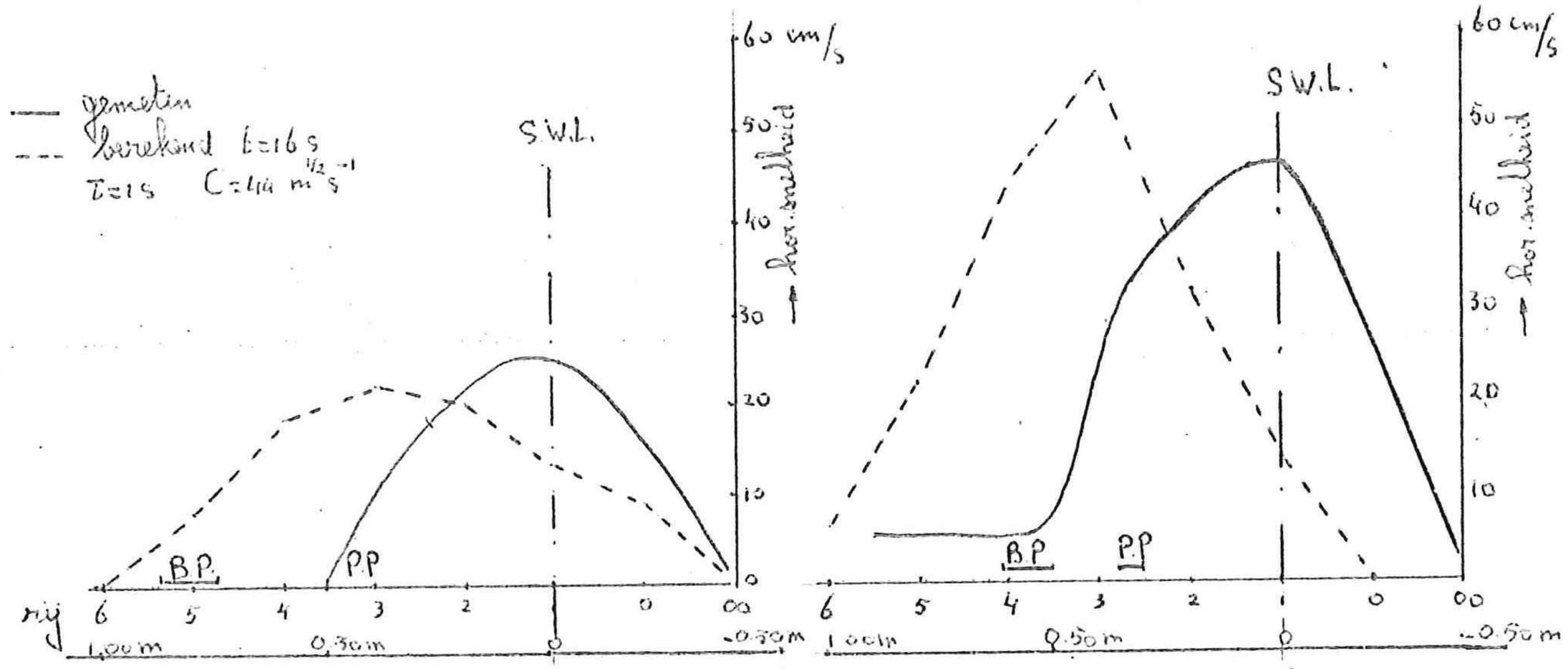


fig. 6.16a : doorsnede 1 ≡ kolom 20

fig. 6.16b : doorsnede 2 ≡ kolom 16

Weer is de verschuiving van het snelheidsprofiel op te merken. Het snelheidsprofiel is nu uitgebreid met een punt op het „droge" talud boven het gemiddeld waterniveau (S.W.L).
De maximale waarden blijkt in fig 6.16a lager te zijn en in fig 6.16b groter te zijn dan de gemeten maximale horizontale snelheden
De willekeurig gekozen Chezy coefficient behoeft niet minder meer aangepast te worden.
De gemeten horizontale snelheden hebben hun maximale waarde ter plaatse van de S.W.L. : de drooggwaterlijn. Uit bijlage figuur blijken de maximale waarden voor de S.W.L. op te treden.
In figuur 6.17 en 6.18 zijn de horizontale snelheden uitgezet met hun richting en grootte voor resp. 8 en 16 s.

2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30

x

0 1m

d=0

0,50 m/s

S.W.L

fig. 6.17

$\zeta = 3.00\,m$

300m

$t = 8\,s,\ \tau = 1\,s$

$C = 44\ m^{1/2} s^{-1}$

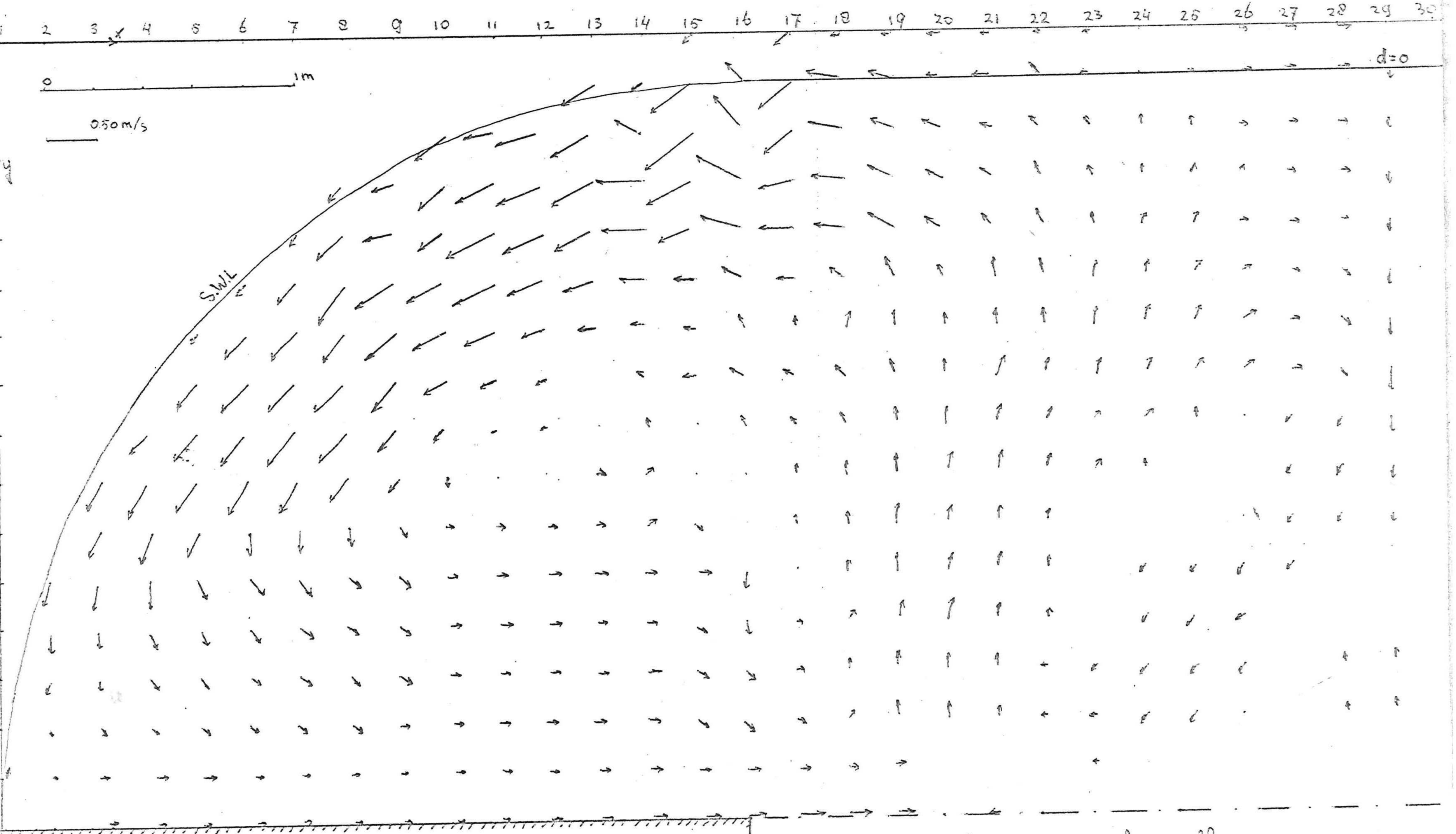
$\vec{v}_{max} \approx 0{,}50\ m/s$

Hor. snelheden

300m

340m

Shoal 1:20



$t = 16\ s$, $T = 1\ s$, $C = 44\ m^{1/2} s^{-1}$

$\vec{v}_{max} = 0.70\ m/s$

Horizontale snelheden

In fig. 6.17 is te zien dat de stroom krom is zich te ont-
wikkelen : de neer is zich aan het vormen. In kolom 15
komen grote waarden van de hor. snelheid voor.
In fig. 6.18. is de volledige neer duidelijk te zien, aan-
gedreven door het langs het talud naar binnen stromende
water. De richtingen van de snelheden in de brekerzone
vertonen, gaande naar het schaduwgebied, een slingergang
rond de bewegingsrichting van het water.
De maximaal optredende snelheden (=0.50 m/s) zijn kleiner
dan de (theoretisch) berekende snelheden bij een Chezy-
coëfficient $C = 44\ m^{1/2}\ s^{-1}$. In de bijlage figuur 6 zijn de
horizontale snelheidscontouren uitgezet in het bassin.
Leggen we deze m.b.v. een transparant vel over de berekende
situatie (fig. 6.19 en 6.20), dan zien we een redelijke
overeenkomst in de snelheden in richting en grootte.
De maximale gemeten snelheden liggen in het schaduw-
gebied dichter naar de lijn $d = 0$ dan in het berekende
geval.
Het punt waar de hoofdstroom naar het schaduwgebied begint
te stromen komt in beide gevallen vrijwel overeen. De stroom
langs de rechterrand, de zgn. rip-current is het berekende
geval meer naar links verschoven i.v.m. de op-gelegde
randvoorwaarde.

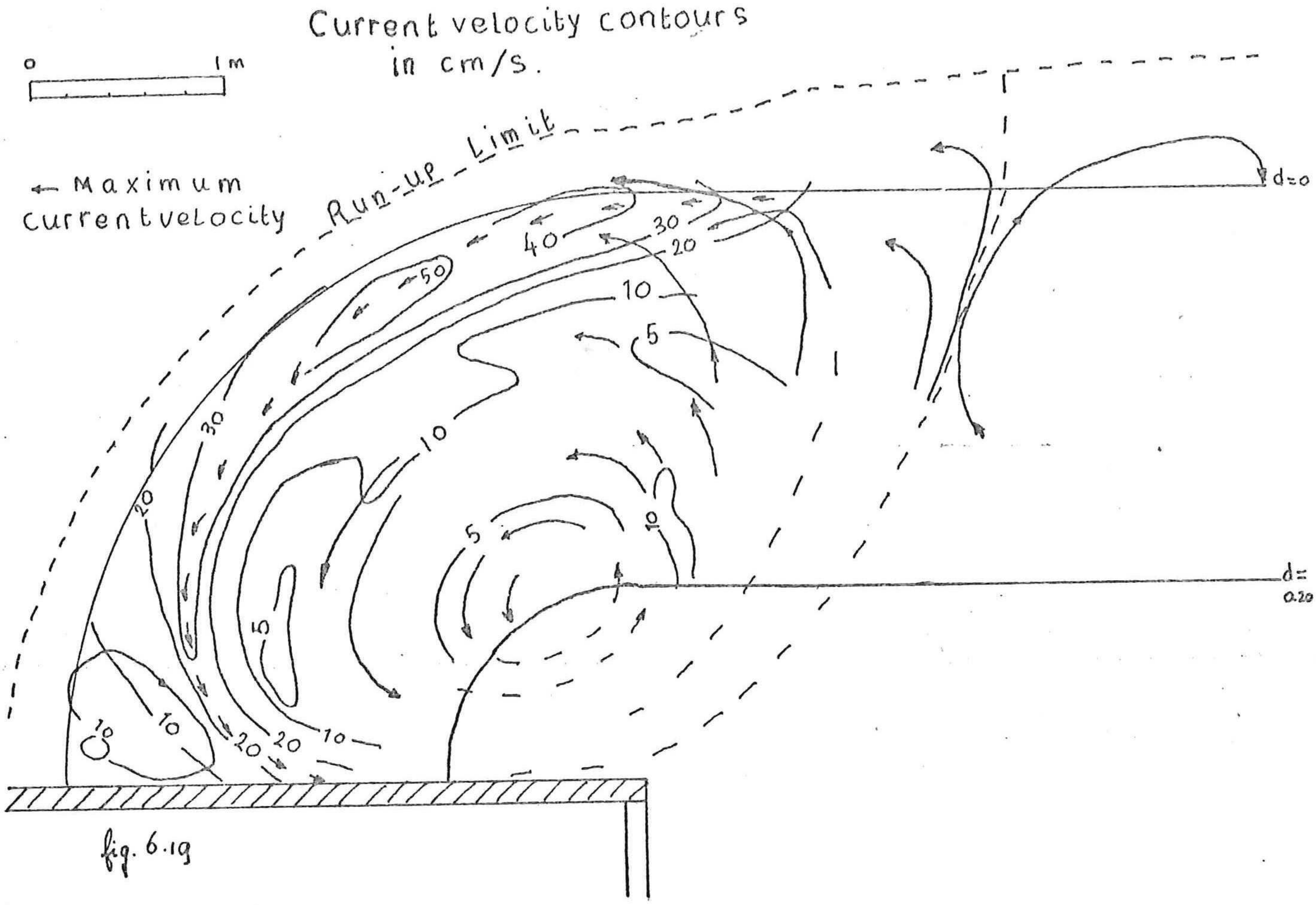

Current velocity contours
in cm/s.
0
1m
← Maximum
current velocity
Run-up Limit
d=0
d=
0.20
50
40
30
20
10
5
0
10
20
30
40
50

fig. 6.19

Horizontale snelheden : in vectorvorm

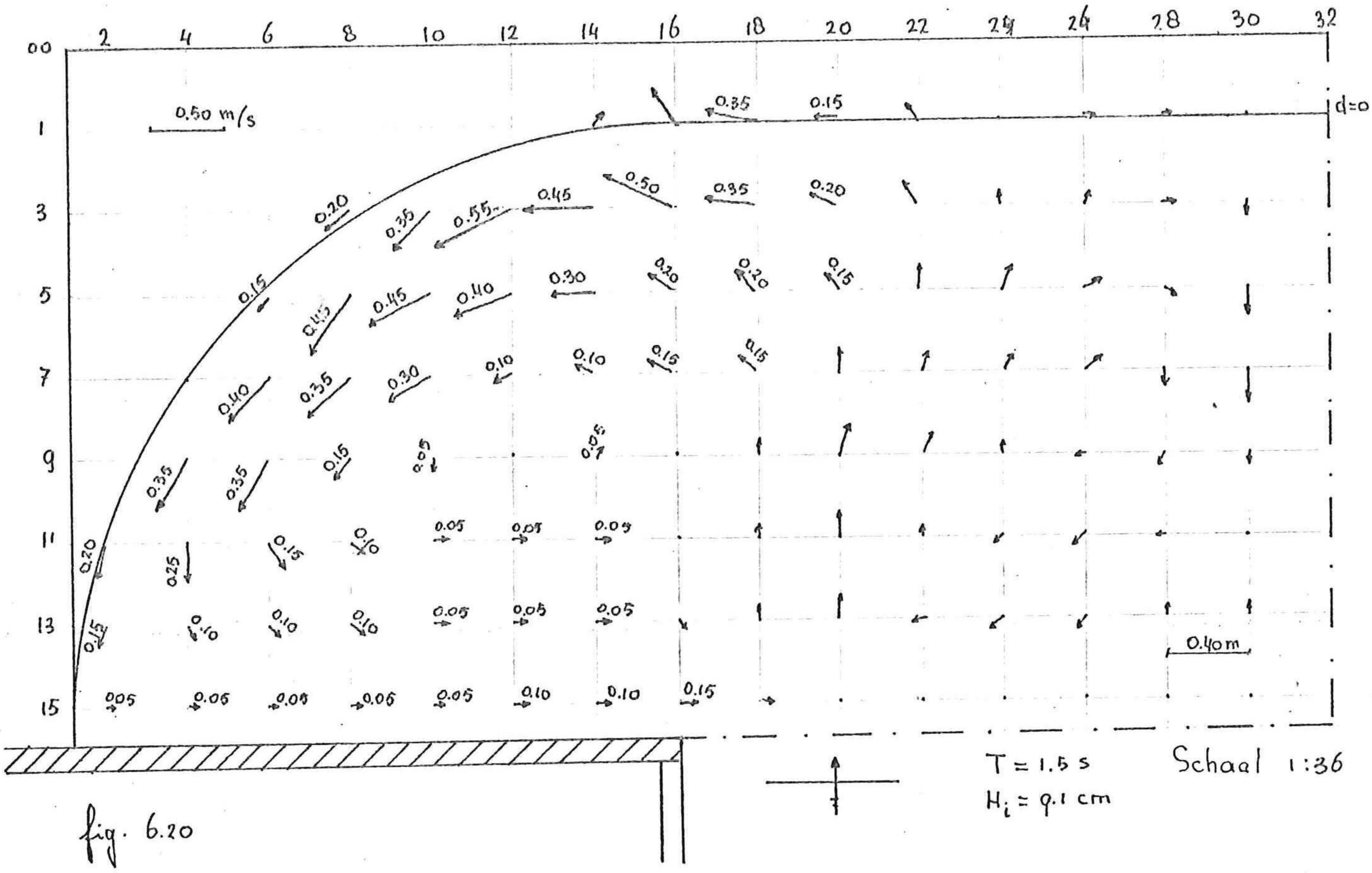


fig. 6.20

In fig. 6.20 zijn de berekende horizontale snelheden uitgezet in vectorvorm. Door de gemeten horizontale snelheden te vergelijken met de berekende, kunnen we de juistheid van de rekenprocedure vaststellen.
Leg daartoe de figuur (6.19) op het doorzichtige blad over fig. 6.20.

Hoofdstuk 7

Simulatie van een haven in Ghana

7.1 Inleiding

In Ghana heeft men plannen opgesteld om aan de Golf van Guinee, bij de kustplaats Elmina, een vissers-haven aan te leggen. Zie voor situering van de haven de bijlage, figuur 11, waarop de dieptelijnen tot 7.5 m zijn aangegeven (Lit. 11).

Door de aanleg van de haven, zal er achter de havendam een stroom naar het schaduwgebied worden opgewekt ten gevolge van golfdiffractie. De brekerhoogten zullen variëren langs de kust met het gevolg, dat binnen de brekerzone een gradiënt in het gemiddeld water-niveau ontstaat. De gradiëntin van de waterhoogten zullen een stroom aandrijven naar het schaduwgebied.

Het heersende golfklimaat is erg regelmatig: een lange deining met een periode van 12 s, terwijl de golven een hoogte hebben van 0.5 - 1.0m. Voor het grootste deel van het jaar komen de golven uit het zuiden. Lit. 11 t/m 15

Het natuurlijk zandtransport langs de kust vindt plaats van west naar oost ten gevolge van de invallende golven en een zwakke stroom langs de kust (De Golf van Guinee). De bestaande kleine golfbreker (figuur 11) is geen obstakel voor het zandtransport, omdat het zand over de ondiepe voor de kop van de golfbreker heen getransporteerd wordt.

De voorgestelde haven (figuur 11) onderbreekt het zand-transport van oost naar west voor ten minste de eerste 10 jaren. De stroom zal zich gaan voeden met het zand van het motelstrand.

Ten gevolge van de opgewekte stroom naar het schaduw-gebied vindt er ook zandtransport plaats naar dit schaduwgebied. Dit zand wordt door brekende golven op het motelstrand opgewoeld en door de stroom naar het schaduwgebied getransporteerd, waar het bezinkt in rustiger water.

Om een indruk te krijgen van het zandtransport vanaf het motelstrand, is het van belang het stroom-mechanisme achter de havendam te onderzoeken. Met behulp van de in hoofdstuk 4 en 5 beschreven procedure gaan we de opgewekte stroom simuleren uitgaande van golfgegevens op ondiep water.

7.2 Het heersende golfklimaat

In drie diagrammen (bijlage I fig. 13) zijn uit drie richtingen golven getekend, komende vanaf de oceaan. Bij het naderen van de kust draaien de golfkammen naar de kust.

Uit gegevens, verzameld door verschillende onderzoekers aan de kust van Ghana, halen we gegevens over golven en stroom. De golfgegevens zijn verzameld door Draper in Sekondi, Sitarz in Lomé en waarnemers van het Waterloopkundig Laboratorium in Sekondi

7.21. Draper, deed waarnemingen gedurende 1958 in Sekondi. Een recorder was geplaatst ongeveer 700 m uit de kust in water met een diepte van ± 10.5 m.

Resultaten: $\overline{T}$ gemiddeld ($\overline{T}$) = 11 s

H_s maximaal = 2.1 m

De waarnemingen werden iedere twee uur uitgevoerd met een registratieduur van twaalf minuten.

7.2.2. Sitavi. deed waarnemingen gedurende de periode oktober 1955 tot september 1956. De "recorder" was geplaatst ongeveer 1000 m uit de kust in water met een diepte van ≈ 20 m.
Resultaten: in de winterperiode $\overline{T}$ gemiddeld = 12 s
H gemiddeld = 0.9 m
in de zomerperiode $\overline{T}$ gemiddeld = 13 s
H gemiddeld = 1.2 m

De gemiddelde hoek van inval : 185°, terwijl de invalshoek varieerde tussen 170° en 205°. (fig 7.1)

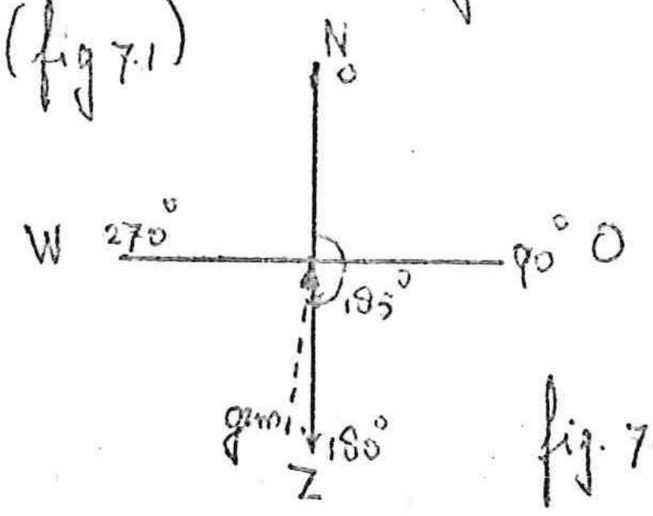


fig. 7.1

7.2.3 Waarnemers van het Waterloopkundig Laboratorium, deden waarnemingen gedurende de periode juni 1964 tot juni 1965 in Sekondi.
a: Een versnellingsmeter (wave-rider) werd geplaatst in water met een diepte van ≈ 12 m op ongeveer 750 m uit de kust.
b: Een drukmeter was geplaatst op de zeebodem ongeveer 750 m uit de kust, op een diepte van 12 m en een tijd later op de zeebodem ruim 2 km uit de kust.

Resultaten van a en b: $\overline{T}$ gemiddeld = 12 s en de richting van invallende golven varieerde tussen N 150° O en N 100° O.
In de bijlage 1. zijn in figuur 1.2 de gemiddelde significante golfhoogte voor beide recorders uitgezet.
Voor de versnellingsmeter : $\overline{H}_s$ = 2 m met 0.5 % overschrijding
Voor de drukmeter : $\overline{H}_s$ = 1.7 m in 18 m "

7.3 Toepassing van de golfinformatie.

Uitgaande van de gegevens in 7.2. berekenen we voor de situatie in Elmina de golfhoogten achter de havendam.

We gaan uit van een golfhoogte op diep water H_o=1.60m, die zonder shoaling en refractie op een plaats arriveert ongeveer 750 m uit de kust met een waterdiepte van 12 m. De gemiddelde hoek van inval is 18.5°, de gemiddelde periode 12 s en de golfhoogte 1.60 m

Met behulp van refractiediagrammen in ondiep water worden de golfhoogten voor en naast de haven bepaald. Een bestaand computerprogramma berekend in een x-y vlak de loop van een golfstraal bij willekeurige dieptelijnen. Op de plotuitvoer worden de golfstralen getekend vanuit een gezamenlijk punt of evenwijdig aan elkaar vanaf de onderrand. Eerst volgt een beschrijving van het programma.

7.4 Refractieprogramma (K. Popp T. H. Delft) (lit. 16).

Het programma volgt de loop van een golfstraal over een „bodem" met een variërende diepte t.o.v. een referentievlak.
Voor een willekeurige hoekfrequentie w bestaat tussen de diepte $h(x,y)$ en de voortplantingssnelheid $c(x,y)$ het verband:

$$c(x,y) = \frac{g}{w} \operatorname{tgh} \frac{w\, h(x,y)}{c(x,y)} \qquad 7.1$$

De hoekfrequentie w wordt constant verondersteld. Vergelijking 7.1 wordt opgelost met behulp van de formule van Newton - Raphson:

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)} \qquad 7.2$$

Het verband tussen de snelheid $c(x,y)$ en de kromming $k(x,y)$ van een golfstraal in punt (x,y) luidt:

$$k(x,y) = \frac{1}{c(x,y)} \frac{\partial(c(x,y))}{\partial n} \qquad 7.3$$

$\frac{\partial}{\partial n}$ is de partiele afgeleide in de richting van de rechter normaal van de golfstraal in punt (x,y)

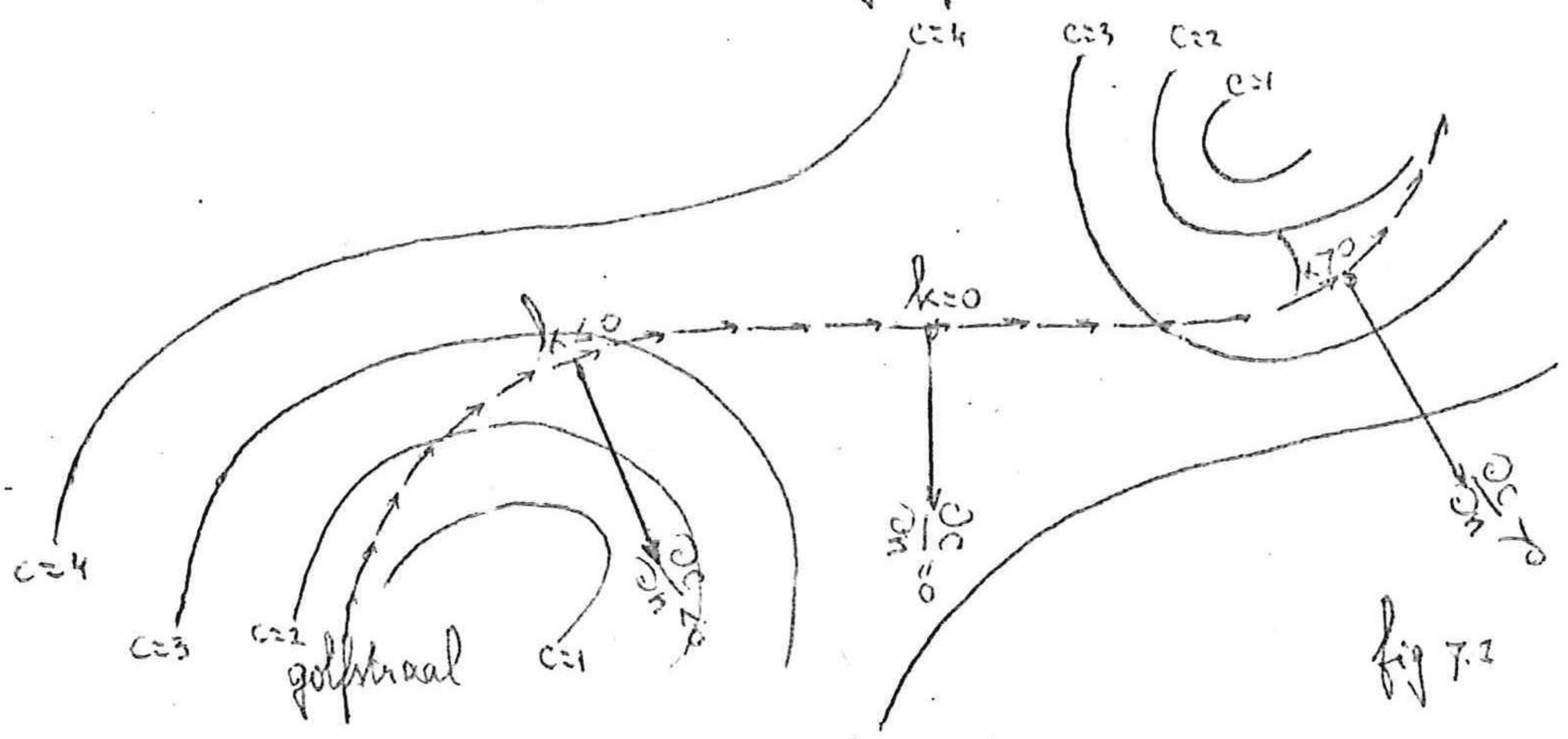


fig 7.1

Volgen we de golfstraal in fig. 7.2.: indien $k < 0$ dan draait de golfstraal naar rechts, indien $k > 0$ dan draait de golfstraal naar links, ($k=0$ geft een rechte lijn)
De straal van de kromming: $r = 1/k$ voor $k \neq 0$

Voor een kromme $y(x)$ geldt voor de kromming k in een punt x het verband tussen $y(x)$ en $k(x)$:

$$k(x) = y''(x) \; / \; (1 + (y'(x))^2)^{3/2} \qquad 7.4$$

$y'(x)$ en $y''(x)$ zijn de eerste afgeleide van $y(x)$ naar x resp. de tweede afgeleide.
Introduceer een nieuwe variabele $w = y'$, dan geldt voor de kromming k vgl 7.4 :

$$k(x) = w' \; / \; (1 + w^2)^{3/2} \qquad 7.5$$

We hebben nu een stelsel van twee eerste orde differentiaalvergelijkingen:

$$\left.\begin{aligned} w' &= k\,(1 + w)^{3/2} \\ y' &= w \end{aligned}\right\} \qquad 7.6$$

Dit stelsel eerste orde differentiaal vergelijkingen kan opgelost worden met twee subroutines: RKGS en HPCG. Beide routines hebben dezelfde formele parameters en zijn daarom gemakkelijk verwisselbaar.

In het x,y vlak wordt een rooster aangebracht voorgesteld door een matrix G met MG kolommen en NG rijen: zie fig. 7.3

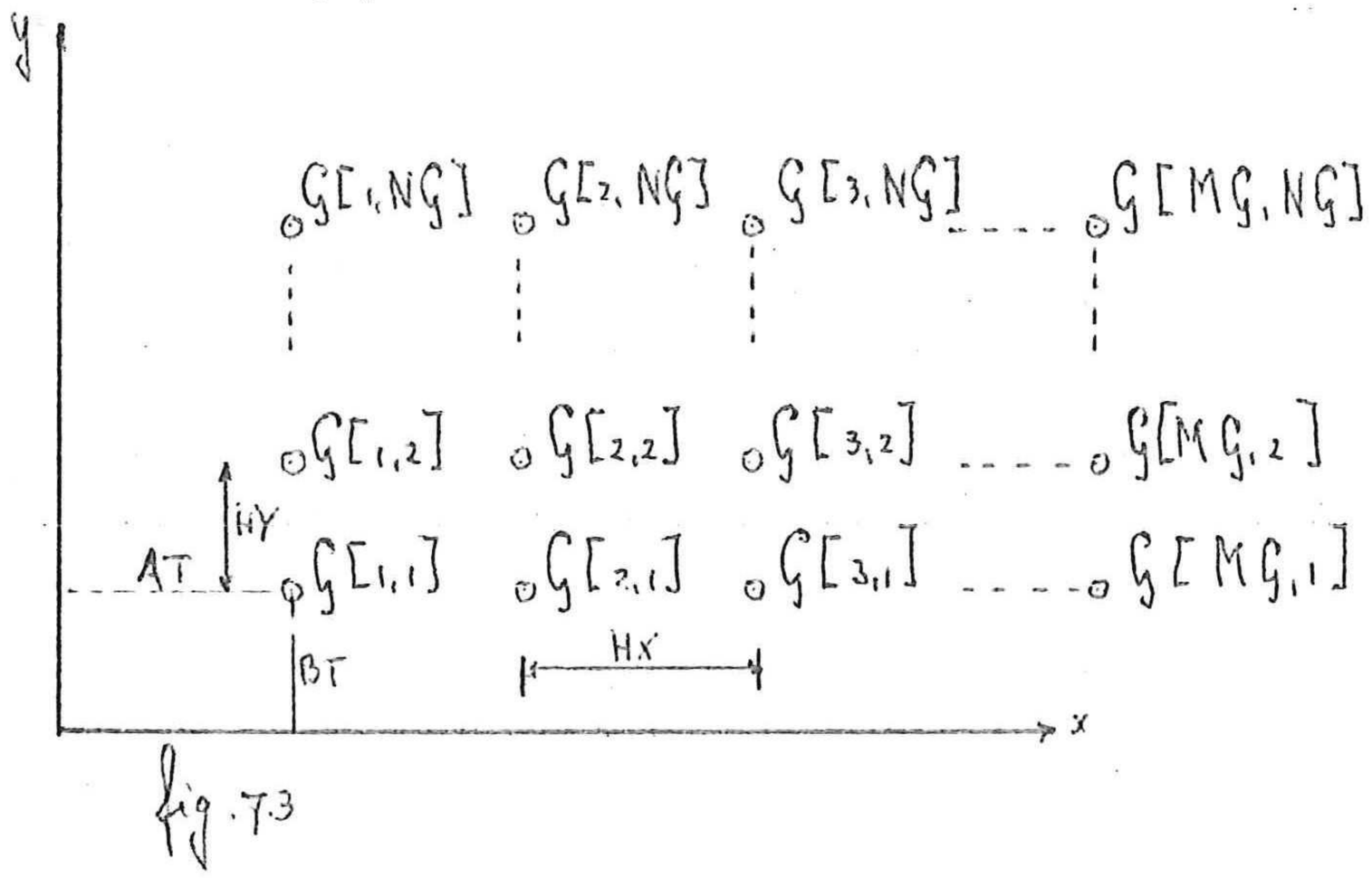


fig. 7.3

In de roosterpunten moeten de diepten bekend zijn.

7.5 Uitwerking refractiediagram

In de bijlage is in figuur .. is het refractiediagram voor de haven van Elmina getekend.
We starten aan de onderrand van het refractiediagram. voorgesteld door punt O in fig. 7.4.
De golfhoogte in punt O is H_0 en de afstand tot de naastliggende golfstraal is b_0.
Na verdisconteering van de shoaling en refractie is de golfhoogte in punt P:

$$H_p = K_{s_p} \cdot K_r \cdot H_0 \qquad 7.7$$

waarin

$$K_r = \sqrt{\frac{b_0}{b_p}} \qquad 7.8$$

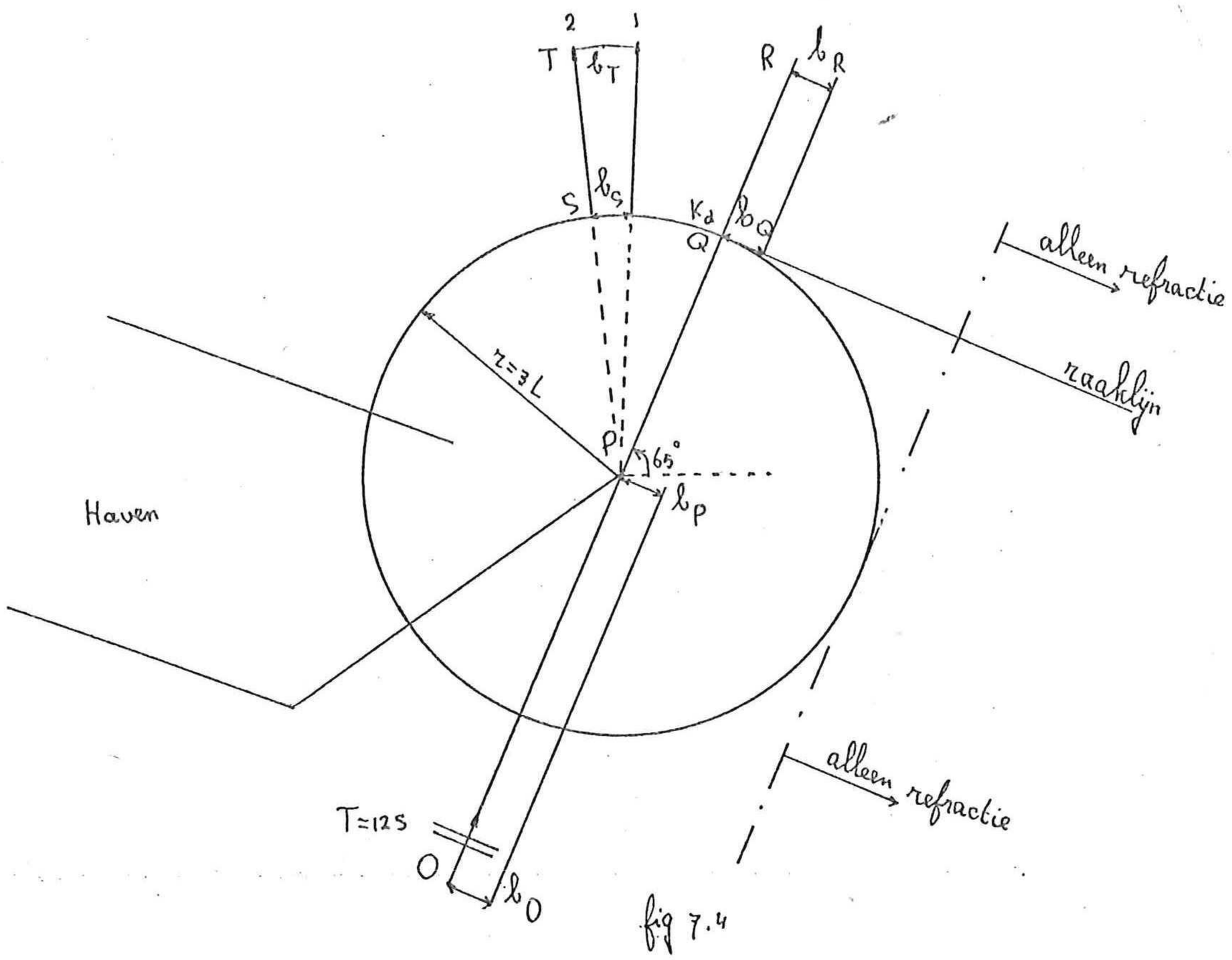


fig 7.4

We gaan er van uit dat achter de dam binnen een cirkel, met straal 3L vanuit P, de diffractie sterk overheerst t.o.v. de refractie, die we verwaarlozen.
Vanuit punten op de raaklijn trekken we golfstralen naar de kust en bepalen de refractie uit de afstanden der golfstralen.
De golfhoogte in P is berekend met 7.7. waarmit de golfhoogte in Q wordt:

$$H_Q = K_{d_Q} \times K_{s_Q} \times H_P \quad . \qquad 7.9$$

en de golfhoogte in R:

$$H_R = K_{d_Q} \times K_{s_R} \times K_r \times H_P \qquad 7.10$$

met:

$$K_r = \sqrt{\frac{b_Q}{b_R}} \qquad 7.11$$

Voor ieder punt wordt uit de diepte de shoalingcoefficient bepaald.
Links van de schaduwlijn trekken we „rechte lijnen", 1 en 2 vanuit punten op de cirkel, met de aanname dat voor

punten op lijn 1 en 2 de diffractie-coëfficiënten constant verondersteld mogen worden. Ten gevolge van refractie buigen de lijnen naar de dieptelijnen.
De golfhoogte in punt T wordt analoog aan punt R bepaald:

$$H_T = K_{d_S} \times K_{s_T} \times K_r \times H_P \qquad 7.12$$

met $K_r = \sqrt{\frac{b_S}{b_T}}$ 7.13

Buiten het gebied waar de diffractie overheerst wordt alleen gerekend met refractie. Hiervoor volgen we de golfstralen I t/m XII in figuur 15 van de bijlage vanaf de onderrand tot de kust. Golfstraal XII is getekend voor de overgang van het deel zonder diffractie naar het deel met diffractie.
Met het brekingskriterium

$$H_b = 0.78\, d_b \qquad 7.14$$

wordt de golfhoogte in punten binnen de brekerzone bepaald.

7.6 Rooster voor het getijprogramma

Voor het rooster is een maaswijdte van 50 m gekozen. Dit is voor het gebied achter en naast de haven een redelijke maat, maar voor de brekerzone beslist niet. Bij gebrek aan goede dieptecijfers ter plaatse van het motelstrand laten we een nauwkeuriger bepaling van de golfhoogten binnen de brekerzone achterwege

7.7 Invoergegevens

In de roosterpunten moet de golfgegevens worden bepaald

om als invoer te dienen voor het „radiation stress" programma. Achtereenvolgens worden in dit programma de golfhoogten H, de golfhoeken T en de waterdiepten ingevoerd. De golfhoeken worden bepaald in de roosterpunten met behulp van het refractiediagram in figuur 16 van de bijlage. De golfperiode bedraagt 12 s en de roostermaten zijn $50 \times 50\ m^2$, terwijl i.v.m. de schalen van de matrices van de golfhoogten en diepten de volgende veranderingen nodig zijn:

```
D := 0.1 * ZD;      ZD = diepte
P := 0.1 ;
```

In het getijprogramma wordt de coriolis coëfficiënt voor situatie in Elmina (Ghana):

$$w = 2\left(\frac{2\pi}{86400} \cdot \sin 5^\circ\right) = 0.2524 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}.$$

maar is voor het relatief kleine bekken weinig van invloed.
De tijdstap τ wordt bepaald uit:

$\frac{c\tau}{sx} = 1.25$ voor het model van Gourlay stabiel.

met $c = \sqrt{gh} = 6.3\ m/s$

wordt

$$\tau = \frac{1.25 \times 50}{6.3} \triangleq 10\ s$$

7.8 Resultaten

Het stabiliteitsonderzoek van het rekenproces toont een inspeelverschijnsel van 160 - 200 s. Zie fig. 7.5 voor het gedrag van h en v in punt [21,2]! Het verloop na 200 s is redelijk stabiel.

Punt [21,2] : $\Delta t = \tau = 10s$

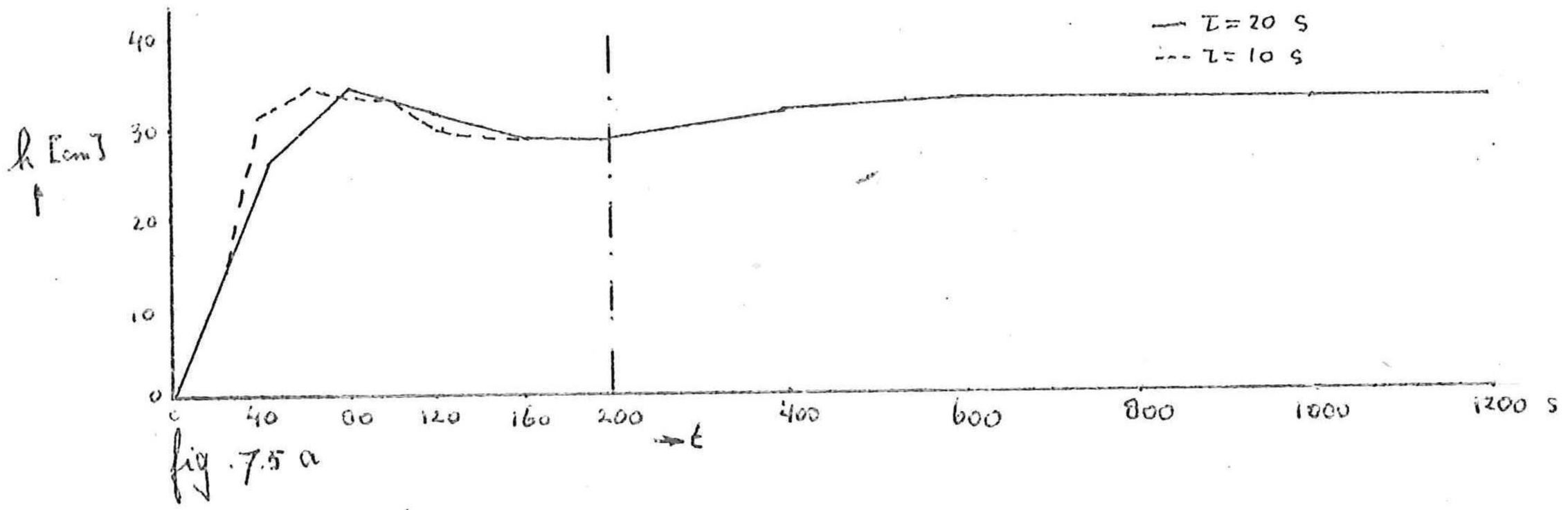


fig. 7.5 a

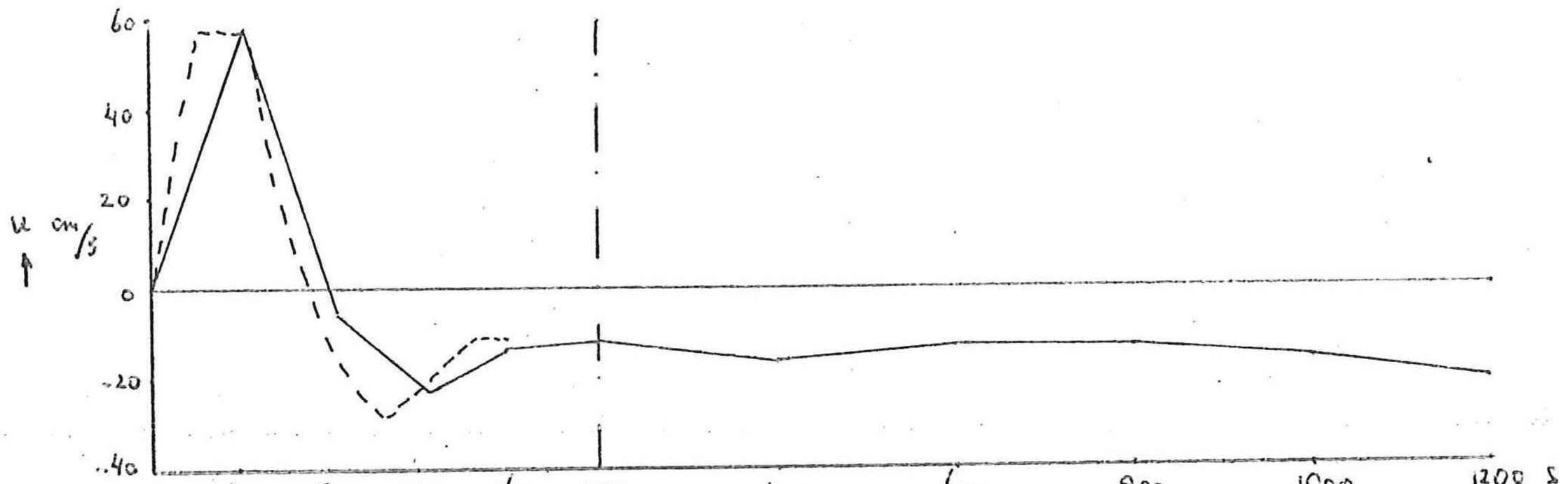


fig. 7.5 b

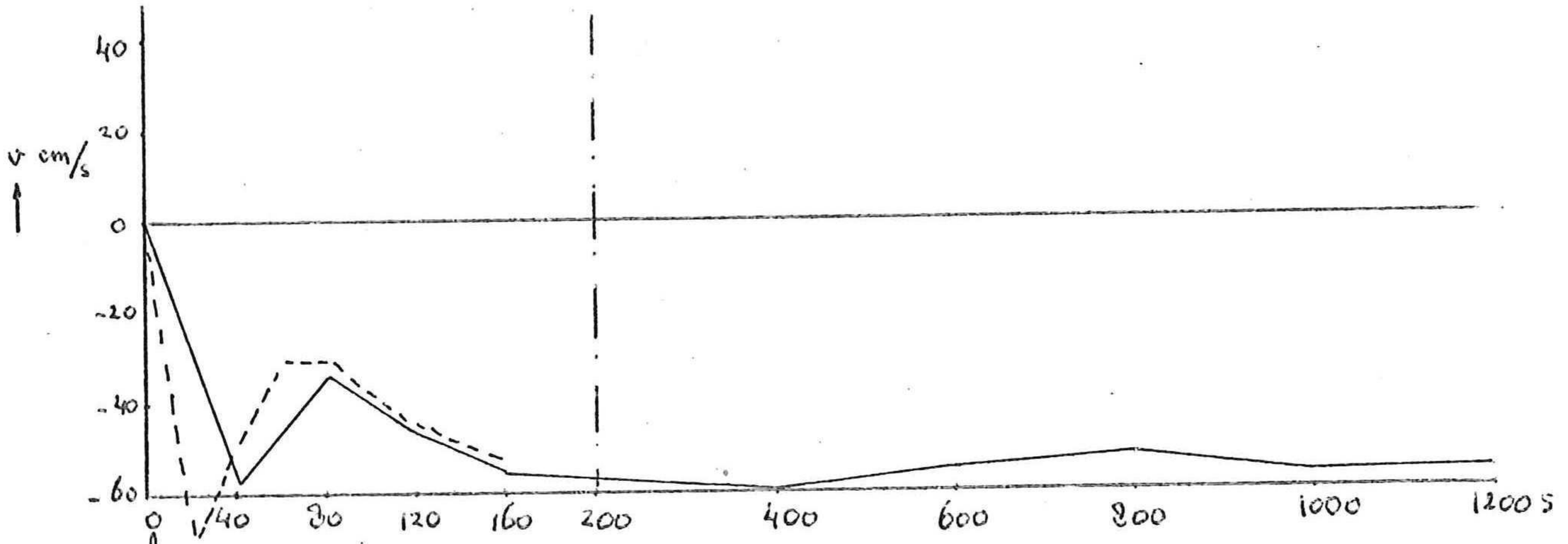


fig 7.5. c

De horizontale snelheidscomponent u geeft de richting van de stroom naar het schaduwgebied aan.

Voor verschillende raaien loodrecht op de x-as zijn in fig 7.6 de waterstanden h uitgezet. De maximale wave set-up in kolom 23 bedraagt ongeveer 0.40 m. Een wave set-up van 0.40 m veroorzaakt een extra golfhoogte van γd, waarin γ de brekercoefficient is en d de wave set-up (= waterstands-verhoging t.o.v. het gemiddelde waterniveau).

$H_{extra} = 0.78 \times 0.40 = 0.23$ m

Kolom 15:

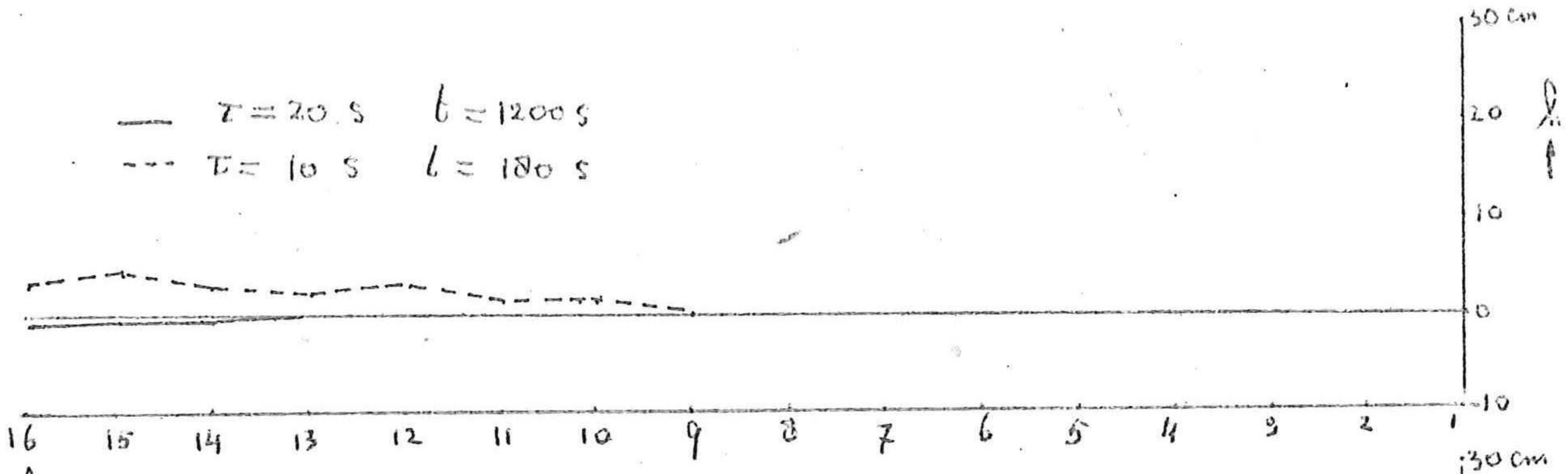


fig 7.6 a

Kolom 20:

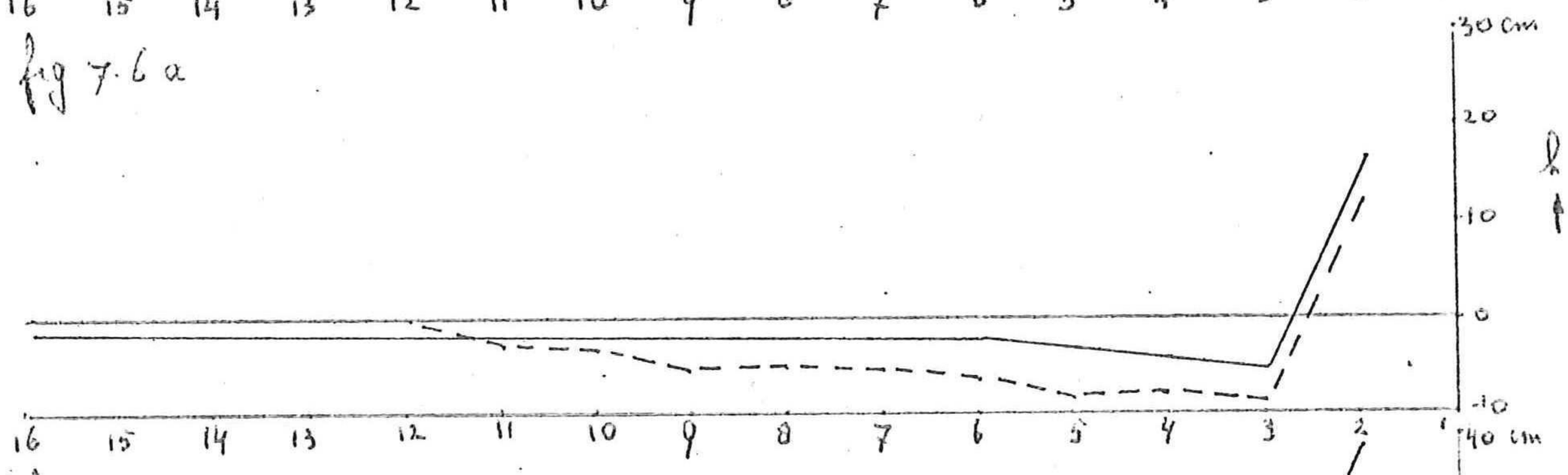


fig 7.6 b

Kolom 23:

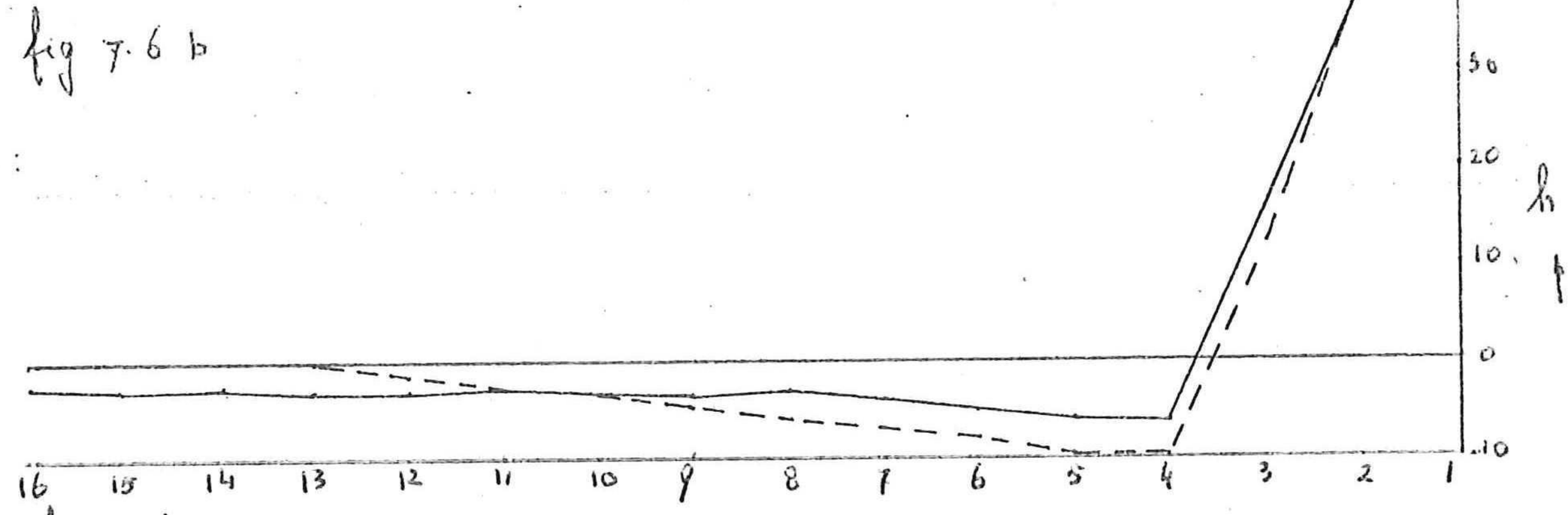


fig 7.6 c

Kolom 25:

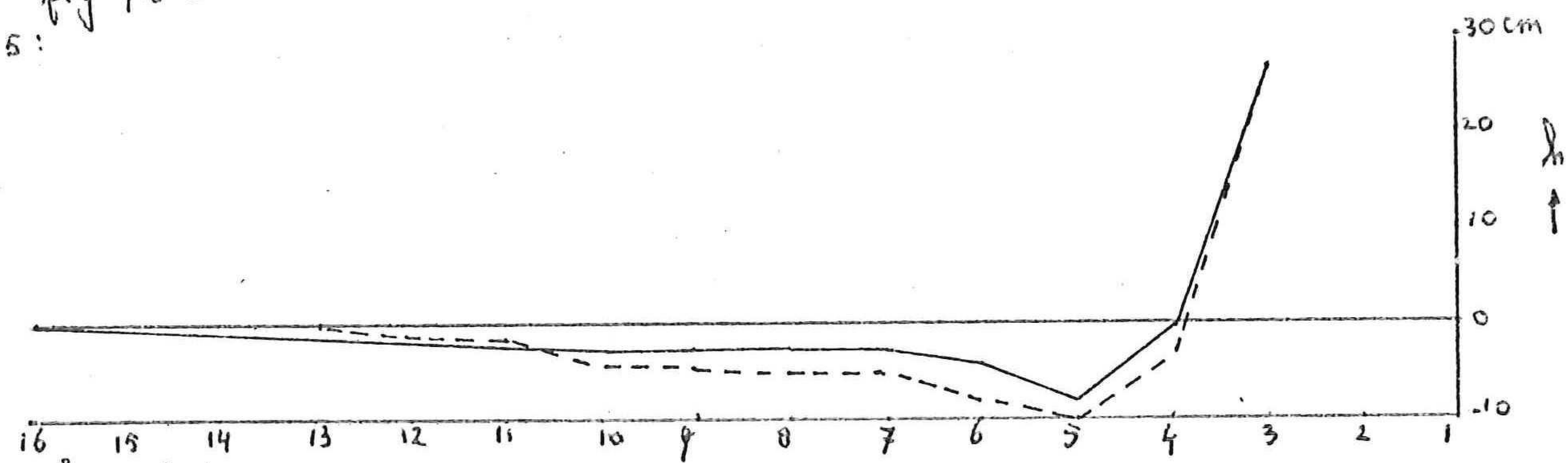


fig 7.6 d

Kolom 30:

fig. 7.6 e

Het effect van de wave set-up op de optredende golfhoogte is voor dit geval niet verdisconteerd. We zien dat voor randpunten binnen de brekerzone, aldus een fout wordt geïntroduceerd in de opgedrongen krachten in de bewegingsvergelijking van de gemiddelde waterbeweging. Een hercalculatie van de brekerhoogten levert een betere benadering van de uitwendige krachten. Dit iteratieproces is wegens tijdgebrek achterwege gelaten.

De vectoren van de horizontale snelheden in punten binnen de brekerzone zijn voor verschillende tijden uitgezet in fig. 7.7. Voor $t = 20$ s zijn de vectoren gericht naar rechts, terwijl vanaf $t = 100$ s de vectoren in de punten van het linkerdeel van de brekerzone gericht zijn naar het schaduwgebied.

Aan de rechterrand komen direct na de start van het rekenproces grote waarden voor in de hor. snelheden die het proces aanvankelijk verstoren. In de randpunten worden geen uitwendige krachten ingevoerd terwijl ze wel degelijk aanwezig zijn.

In figuur 18 en 19 in de bijlage zijn alle horizontale snelheden uitgezet resp. voor $t = 40$ s en $t = 200$ s. In figuur 19 is duidelijk het instabiel gedrag te zien in de wisselwerking van richtingen van de hor. snelheidsvectoren.

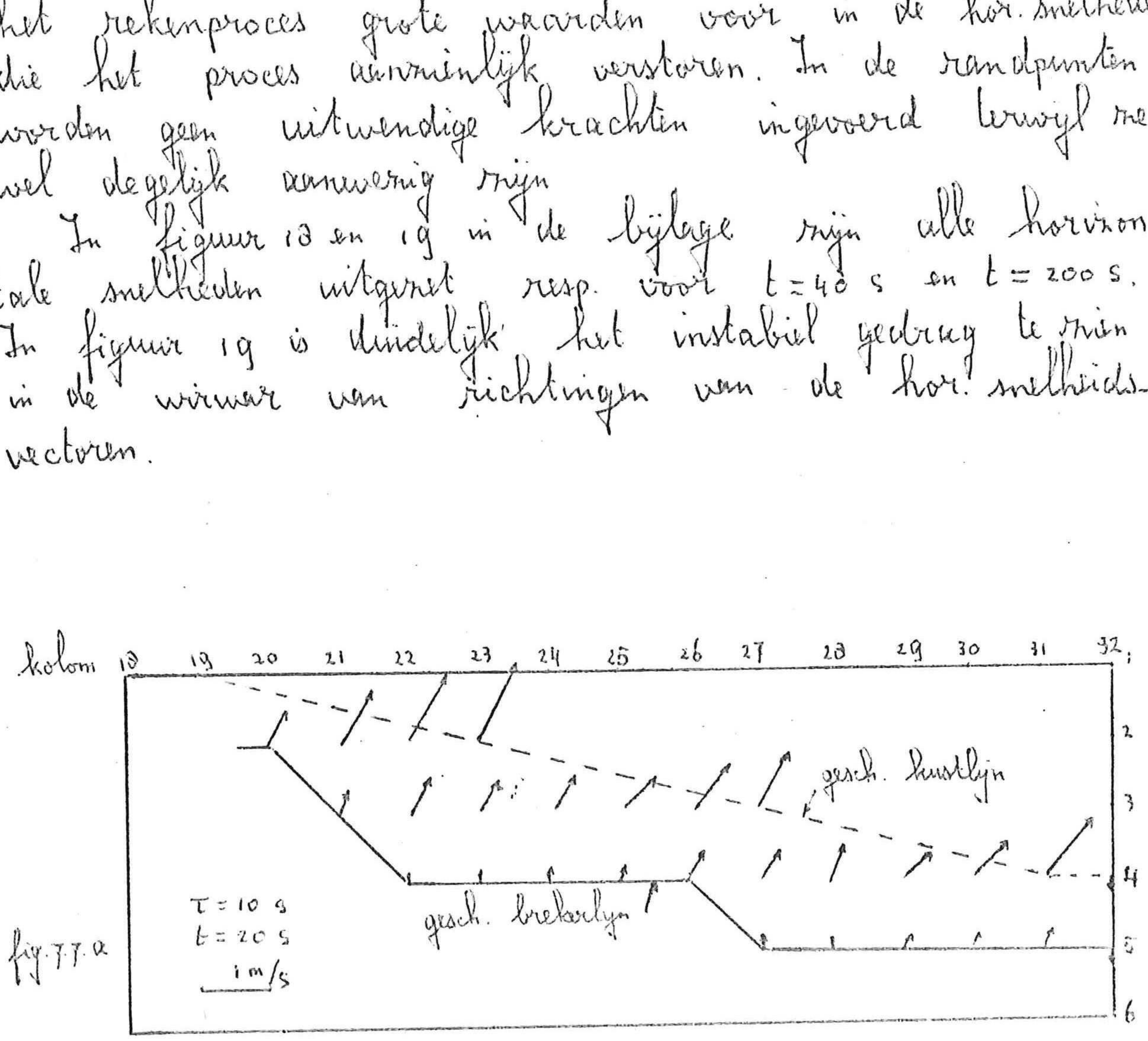


fig. 7.7.a

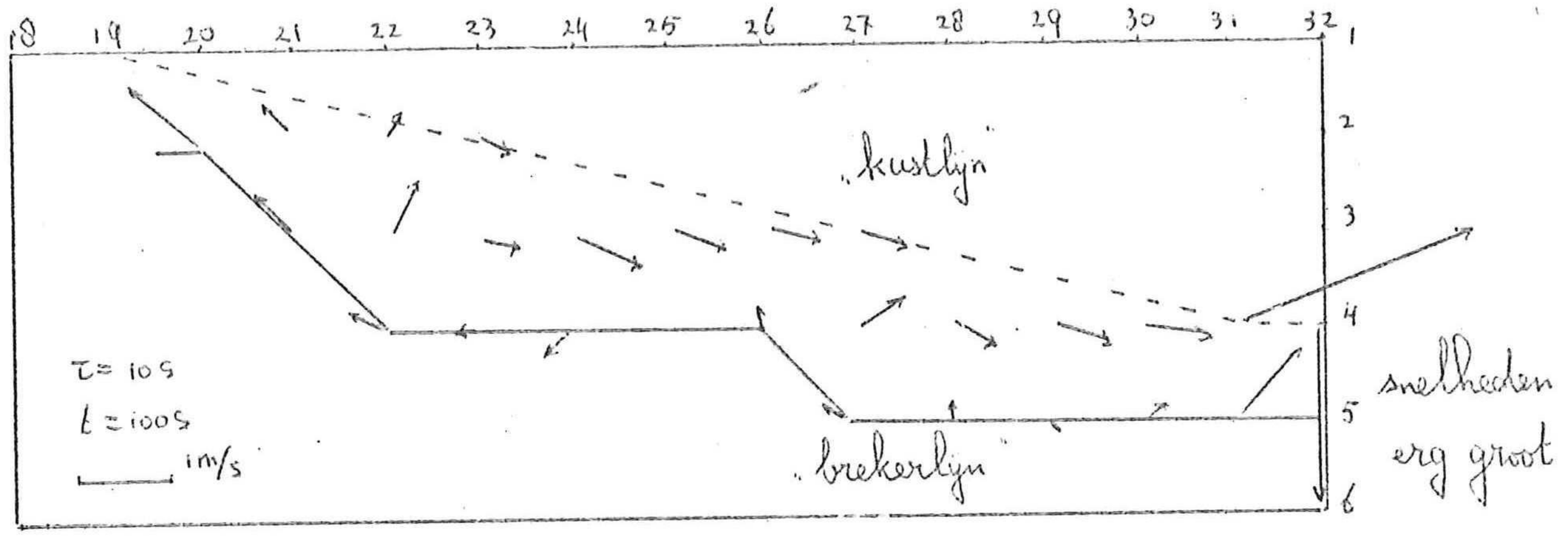


fig. 7.7.b

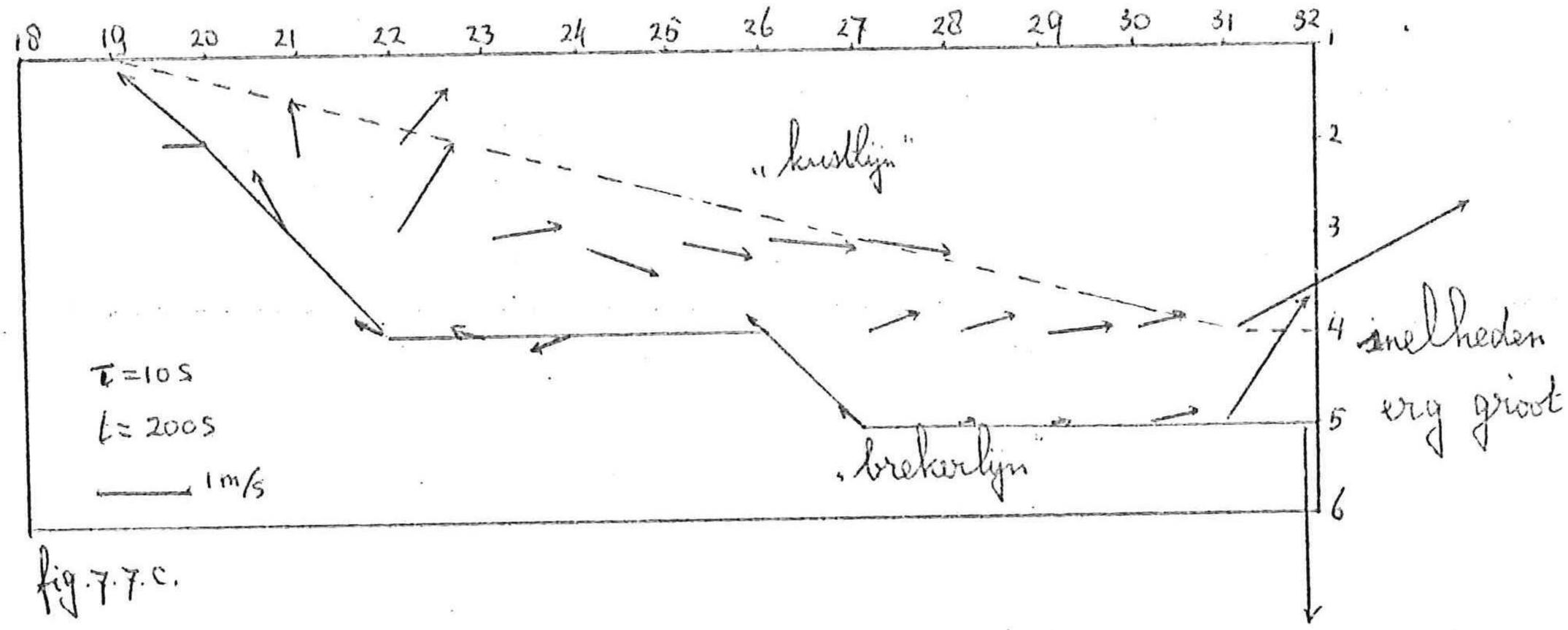


fig. 7.7.c.

Figuur 7.7. laat de ontwikkeling zien van de stroom naar het schaduwgebied : ten gevolge van de invallende golven in punt P (zie bijlage ; figuur 18 en 19) vindt een geringe stroming plaats naar het schaduwgebied .
Een grotere invalshoek zal een grotere stroom naar het schaduwgebied achter de havendam veroorzaken.

Hoofdstuk 8

Slotconclusies

Simulatie van brandingsstromen, opgewekt door een gradiënt langs de kust van het gemiddeld waterniveau binnen de brekerzone, blijkt mogelijk te zijn met behulp van radiation stresses. Door de tijdsgemiddelde krachten t.g.v. golfwerking in te voeren in de bewegingsvergelijking van de gemiddelde stroom, wordt de waterbeweging gesimuleerd m.b.v. een getijprogramma. De "radiation stresses" zijn tijdsgemiddelde zodat de invloed van de orbitaalsnelheid hierin verwerkt is. Uitgangspunt hierbij is, dat tussen bodem en golfdal de over de golven gemiddelde snelheden nul zijn.

In de bewegingsvergelijking is in de wrijvingsterm het oscillerend karakter van de orbitaalsnelheid aan de bodem niet verdisconteerd. De verkregen horizontale watersnelheden zijn dus slechts een benadering van de werkelijke snelheden. De vraag roept zich hier op in hoeverre het mogelijk is om een juiste benadering van de werkelijkheid met de gevolgde procedure te simuleren.

In het onderzochte rekenmodel, gemaakt voor het model van Gourlay, blijken de waterstandsverhoging (set-up) en de horizontale snelheden redelijk overeen te komen met het ijkmodel. De set-up ligt in het ijkmodel bij de aanvang verschoven t.o.v. de berekende set-up, in verband met het brekingsproces van de golven (plungers). De stabiliteit van het rekenproces wordt door randeffecten en „instabiele" waarden aanzienlijk verstoord.

Voor de simulatie van de haven van Elmina in Ghana, is de brandingsstroom onderzocht achter de haven-dam en voor het motelstrand i.v.m. sedimenttransport van

het strand naar het schaduwgebied en naar rechts met de hoofdstroom mee. Bij gebrek aan een ijkmodel is een vergelijking met gemeten waarden niet mogelijk. Het secundair effect van de „wave set-up" op de optredende golfhoogten is niet in de berekening verdisconteerd.

Voor een goede simulatie van de opgewekte stroom is het noodzakelijk een voldoend klein roosterwerk te kiezen evenals een kleine tijdstap in het getijprogramma. Randeffecten dienen vermeden te worden door een goede aanname van de randvoorwaarden.

Aanbevelingen

De in hoofdstuk I reeds genoemde beperking ten aanzien van de bepaling van de golfhoogten bij een willekeurige hoek van golfinval kan verholpen worden door een computerprogramma voor gekoppelde diffractie-refractie te gebruiken. Uitgaande van de bekende golfparameters op diep water (H_o en T) en de hoek van inval berekent het programma de golfhoogten achter een havendam in ieder willekeurig punt.

Aan de randen dient randdacht bijstand te worden aan de randvoorwaarden om randeffecten te vermijden. Een onjuiste aanname van de uitwendige krachten aan de randen wekt instabiliteit van het rekenproces van het getijprogramma in de hand.

In de brekerzone is het raadzaam een kleiner rooster te nemen voor een exactere bepaling van de rad. stress effecten.

Een iteratieproces voor de bepaling van alle brekerhoogten m. b. v. het genoemde computerprogramma werkt verder een sterke vereenvoudiging in de berekening in de hand.

Symboleen:

a amplitude van sinusoïdale golf
b afstand tussen twee golfstralen
c fasesnelheid
C coëfficient van Chezy
D diepte = $h - \bar{n}$.
d diepte
E gemiddelde golfenergie p.e.v. tijd en oppervlak, gemiddeld over de tijd
fr wrijvingscoëfficient = g/C^2
G energiedissipatie p.e.v. tijd en oppervlak, gemiddeld over de tijd.
g versnelling van de zwaartekracht
H golfhoogte = 2a.
H_i invallen golfhoogte t.p.v. de havendam.
h waterdiepte in ongestoorde toestand
h^* over de tijd gemiddelde waterdiepte = $h + \bar{n}$
k golfgetal = $2\pi/L$
K_d diffractiecoëfficient
K_r refractie ..
K_s shoaling ..
L golflengte
n energieoverdrachtsfactor = $1/2 + kd / \sinh 2kd$ ($= c_g/c$)
p druk (atm. druk = 0 gesteld)
p_o druk in ongestoorde toestand.
P_o hydrostatische kracht p.e.v. lengte
P energie overdracht in golven p.e.v. tijd en p.e.v. kamlengte. gemiddeld over de tijd.
S radiation stress tensor
S_{XX} radiation hoofdspanning
S_{xx} " stress component
S_{XY} " schuifspanning

S_{xy} radiation schuifspanningscomponent
S_{yy} " hoofdspanning
S_{yy} " stress component
T golfperiode
t tijd
u hor. snelheidscomp. in x-richting
v " " y- "
w verticale snelheidscomp.
x horizontale ordinaat
variabele
X hor. ordinaat in golfvoortplantingsrichting
y horizontale ordinaat
afh. variabele
Y hor. ordinaat in golfkamrichting
η peil t.o.v. de bodem t.o.v. referentievlak
η verticale ordinaat, pos. omhoog, gemeten vanaf
het ongestoorde wateroppervlak

α hoek van inval
β coëfficient in vgl. 3.21
δ verhouding tussen de golfhoogte en de gemiddelde
waterdiepte in de brandingszone
ε tensor van de loodrechte draaiing
η η-coördinaat van het wateroppervlak
θ hoek van golfinval
ρ massadichtheid van het water
τ tijdstip
φ hoek van inval
breedtegraad
w hoekfrequentie $= 2\pi / T$
$2w' \sin\varphi$ in coriolisterm
w' hoeksnelheid van de aarde

Literatuur :

1 J. A. Battjes : Computations of set-up, longshore currents run-up and overlopping due to wind-generated waves. Report no. 74-2 T.H. Delft 1974

2 J. A. Battjes : Dynamica van golven bij stranden. Postdoctorale cursus "Kustdynamica en Kust-verdediging" Rapport CT. KK 3 T.H 1972

3 E.W. Bijker : Topics in Coastal Engineering Collegedictaat Kustwaterbouwkunde. T.H. Delft 1972

4 M.S. Longuet-Higgins: Longshore Currents Generated by Oblique Incident Sea Waves : Journal of Geophysical Research, vol. 75 no. 33, pp. 6778-6801, 1970.

5 M.S. Longuet-Higgins, R.W. Stewart: Radiation Stress in Water Waves, a Physical Discussion with Applications: Deep-Sea Research, vol. 11, pp. 529-563

6 W.T. Bakker : The Influence of Longshore Variation of the Wave Height on the littoral Current: Study Report no. W.W.K. 71-19, Department for Coastal Research, Division of Hydrology and Hydraulic Research, Ministry of Public Works, The Hague

7 R.L. Wiegel : Oceanographical Engineering 1964 Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs N.J., U.S.A.

8 ..... . Shore Protection Planning and Design: Technical Report no. 4, Third Edition 1966, U.S. Army, Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center. Washington D.C.

9 J.A. Taat : Numerieke Analyse T.H. Delft 1969.

10 M.R. Gourlay : Wave set-up and wave generated currents in the lee of a breakwater or headland. Proceedings 14th Conference of Coastal Engineering Copenhagen 1974.

11 ..... : Elmina Fishing - Port . Waterloopkundig Laboratorium , Interim Rapport R 953 , Mei 1974

12 .... : Sekondi Naval Harbour , idem
IBD 852/853

13 .... : Outfall Korle Lagoon, idem
IBD 861

14 J. A. Sitarz : Côtes Africaines : Etude des profils d'équilibre de plage

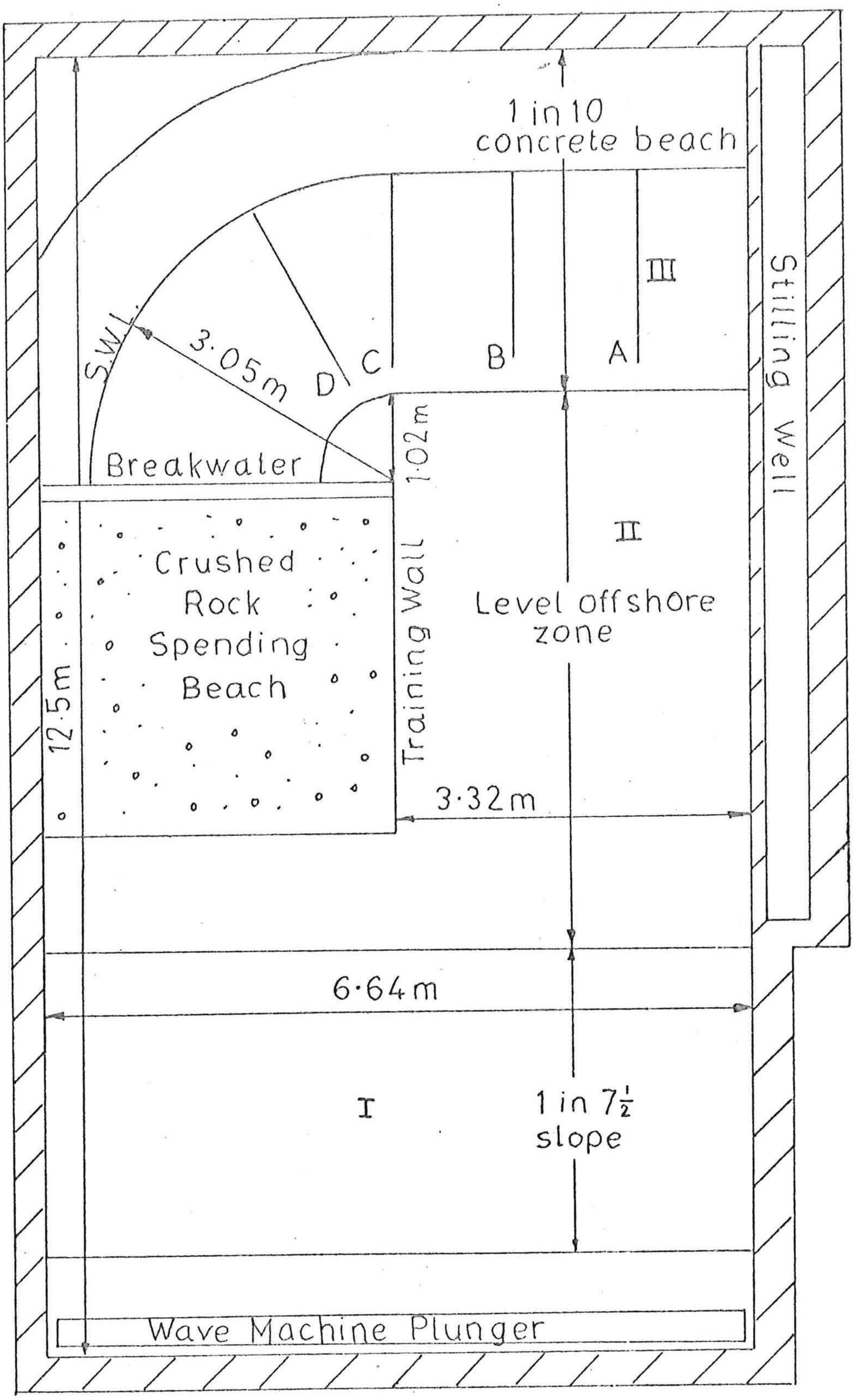
15 L. Draper : Waves at Sekondi , Ghana 1966.
Proc. 10.th Conf. on Coastal Engineering

16 K. Popp : Ray Refraction Program
Delft University of Technology . Dept. of Civil Engineering.

Bijlage 1: Figuur 1 t/m 20

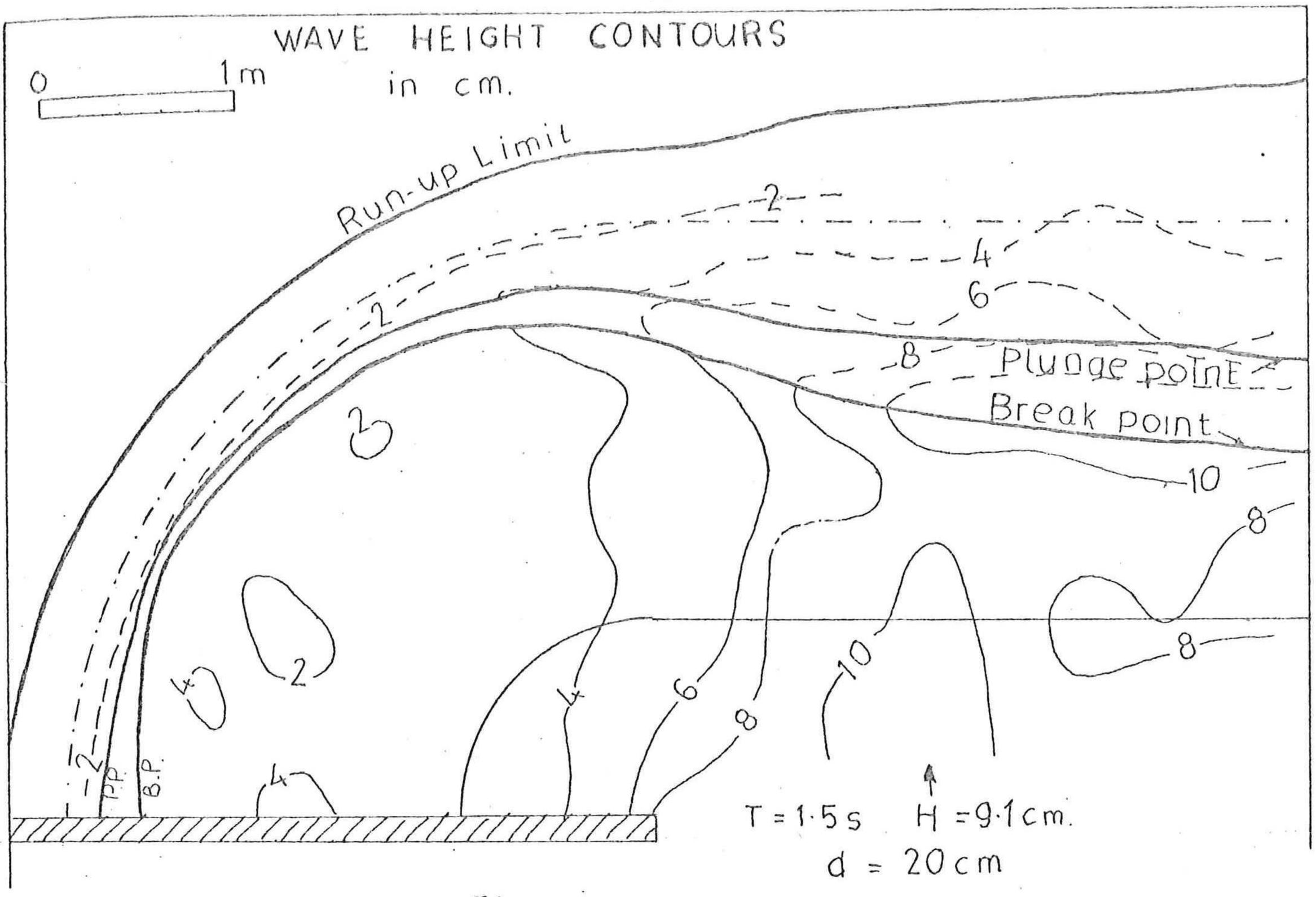
Bijlage 2: Het stroomschema van het „radiation stress" programma

Bijlage 3: Het computerprogramma

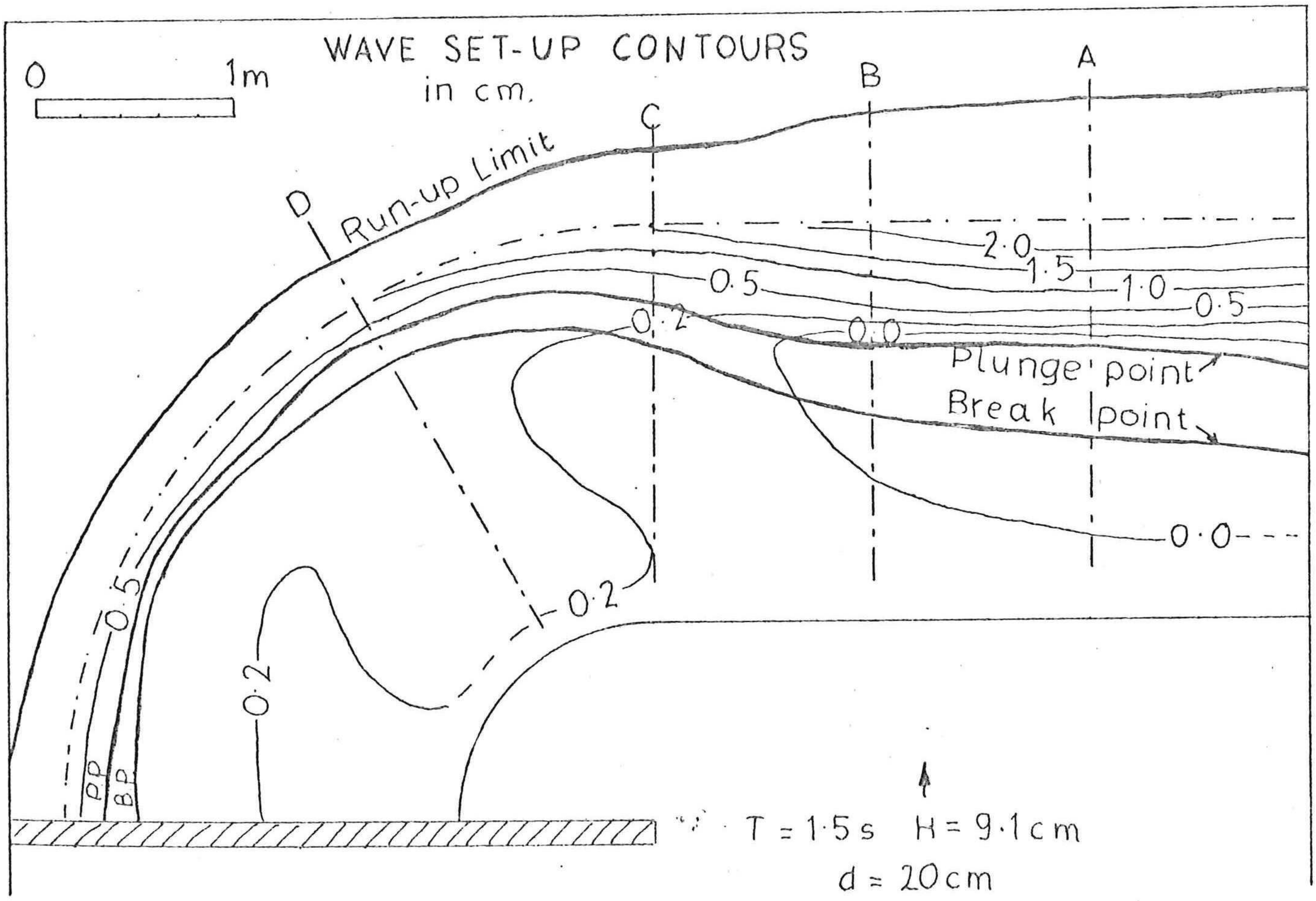


Figuur 1

Bijlage 1a



Figuur 2



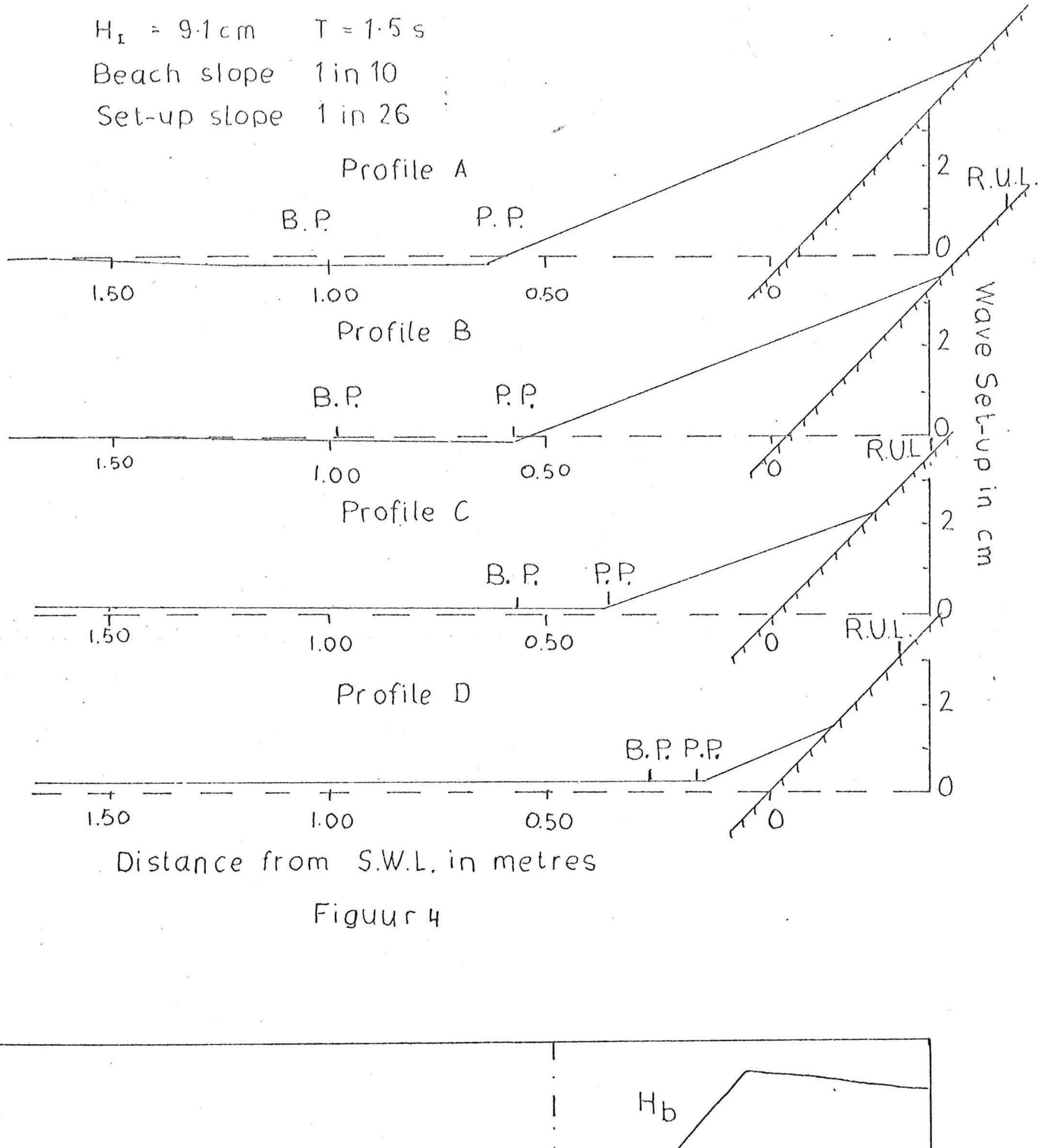
Figuur 3

Bijlage 1b

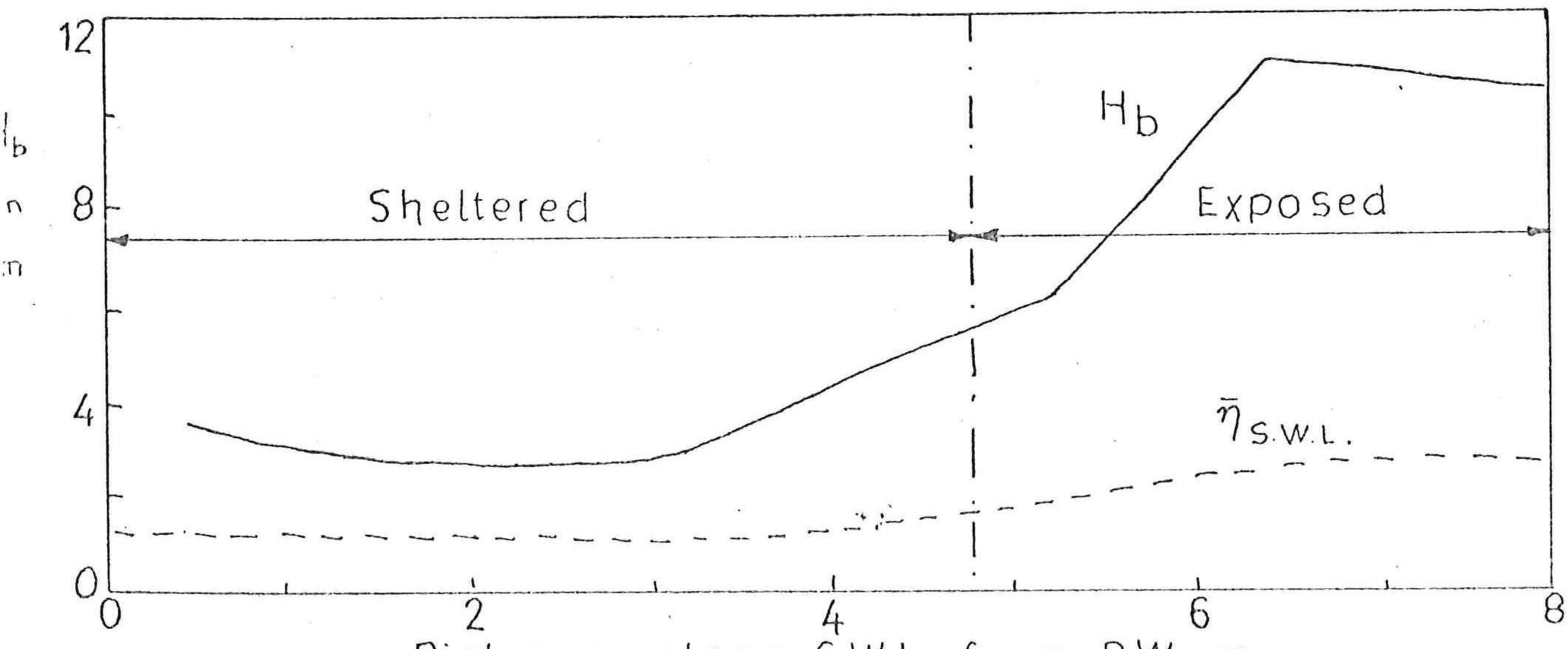
H_I = 9·1 cm T = 1·5 s

Beach slope 1 in 10

Set-up slope 1 in 26

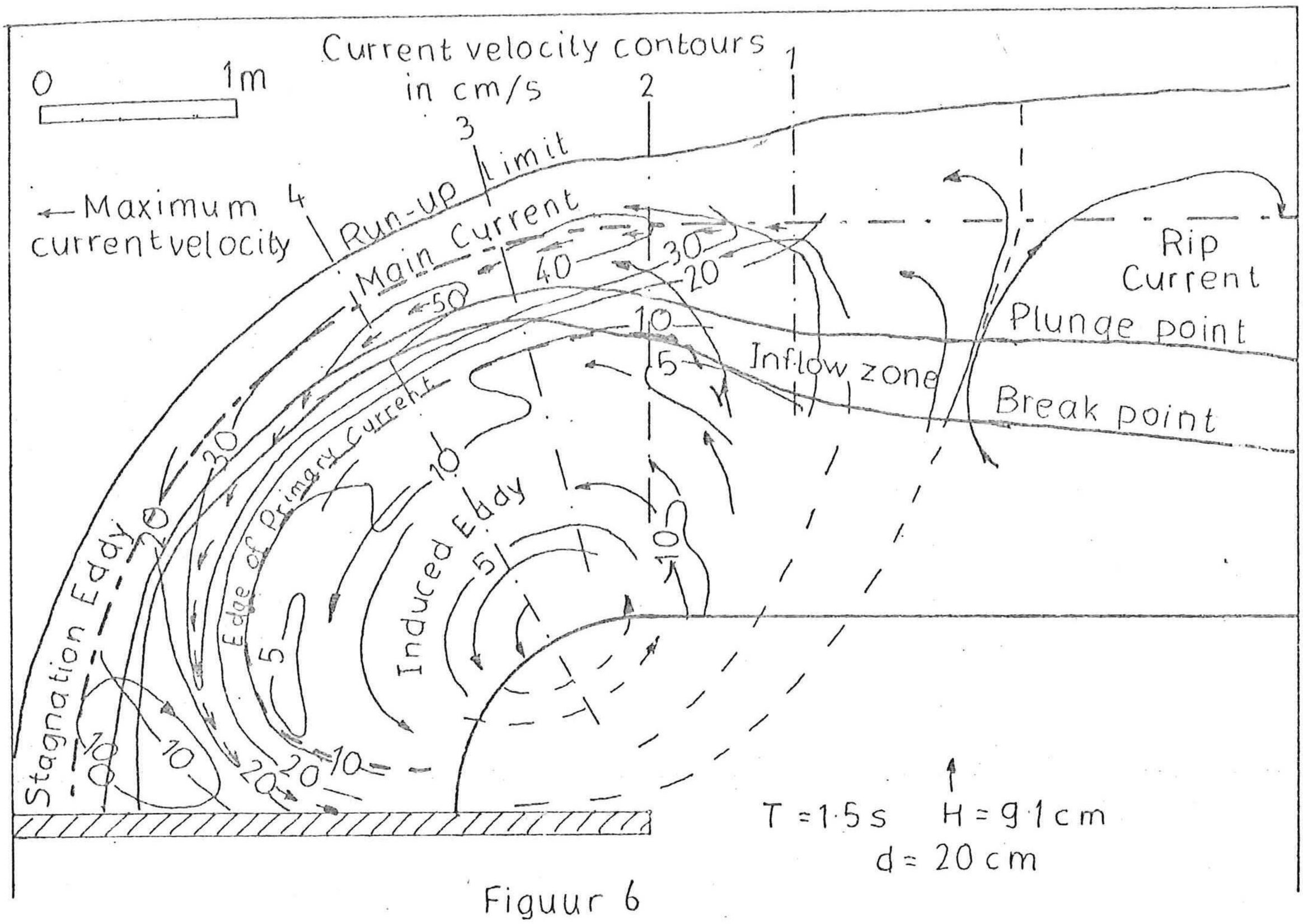


Figuur 4

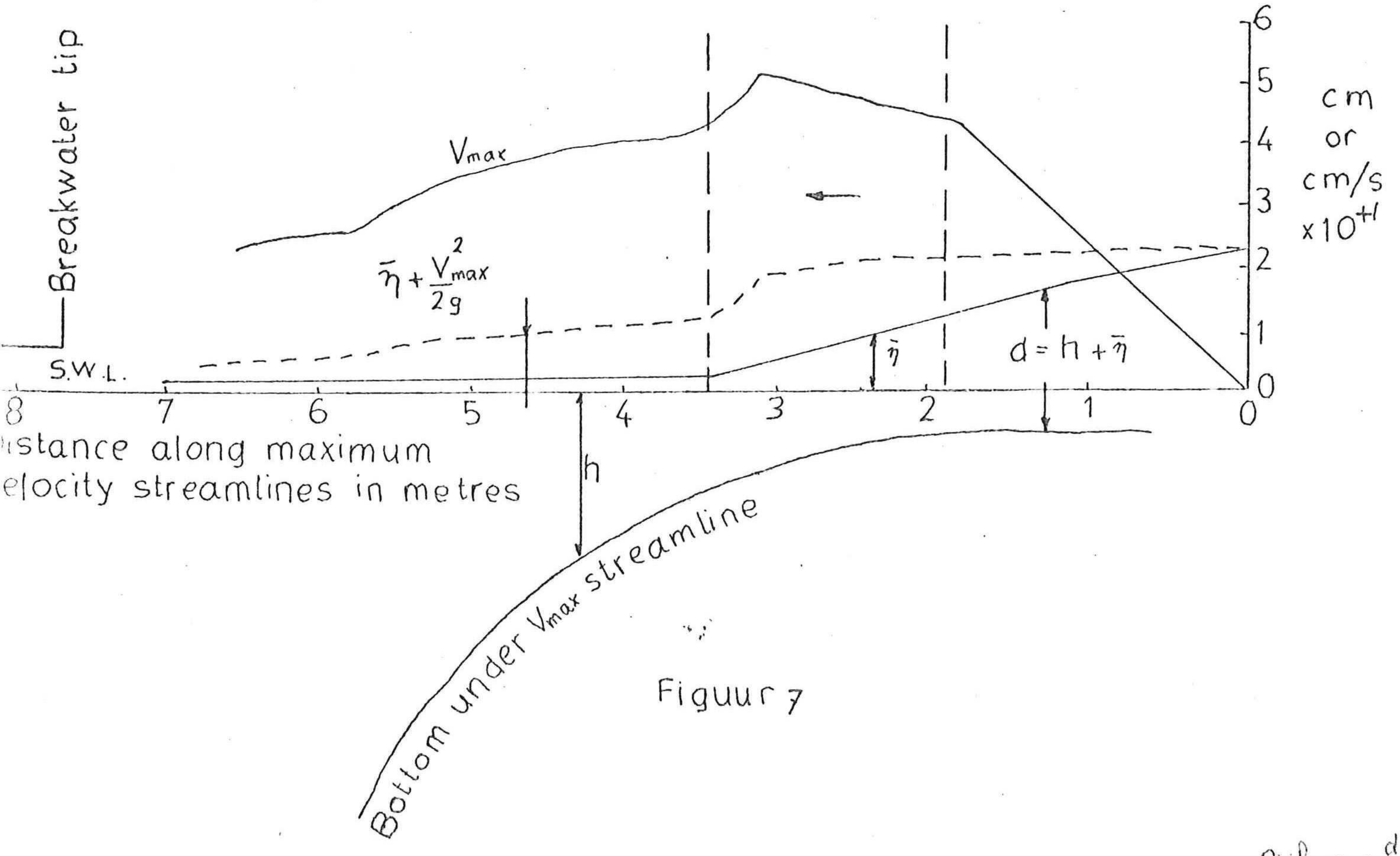


Figuur 5

Bylage 1 c



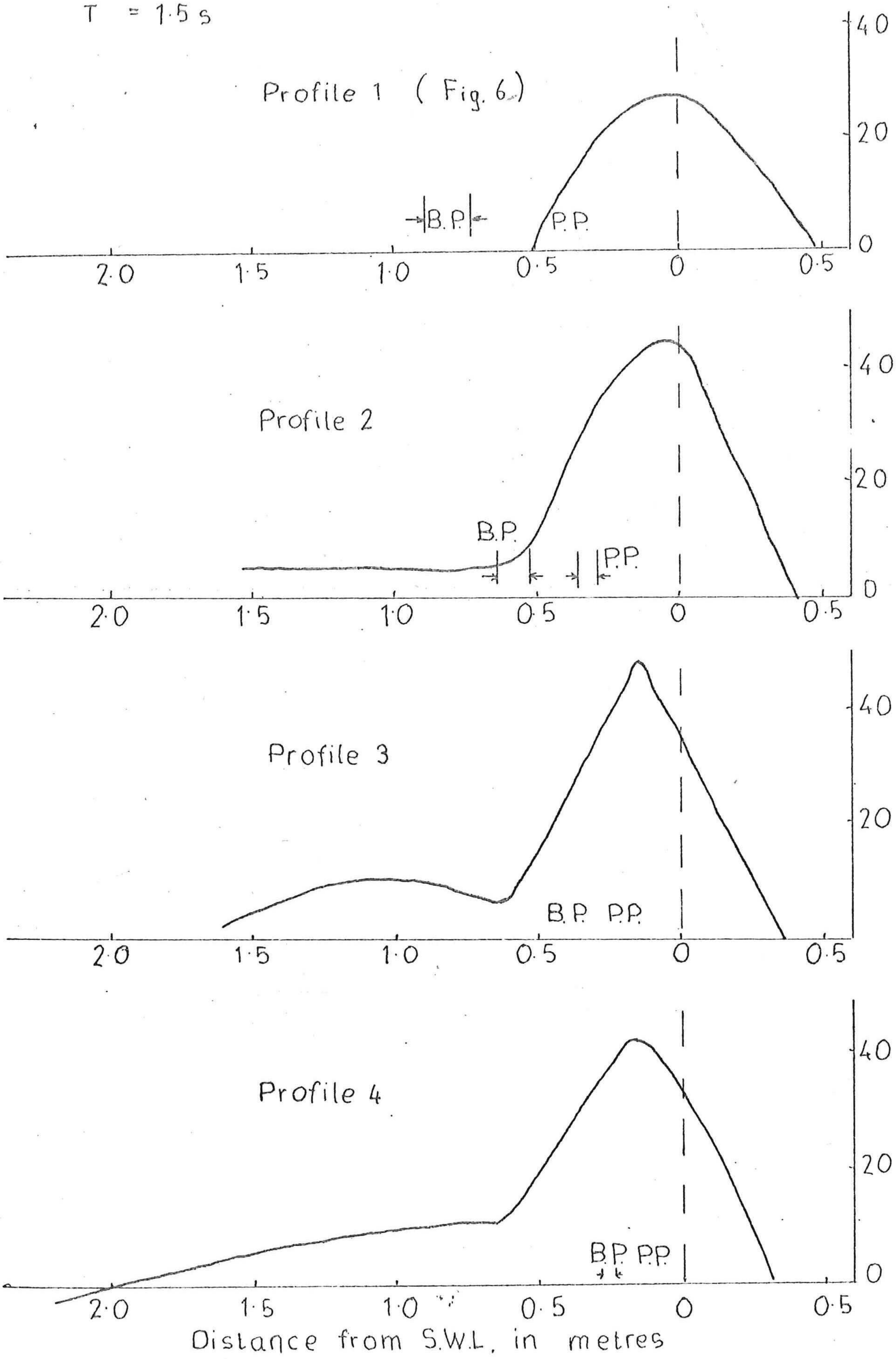
Figuur 6



Figuur 7

Bylage 1d

H_I = 9.1 cm
T = 1.5 s



Figuur 8

Bijlage 1 e

schaduwlijn

x

y

h u h

v +π v

h u h

S.W.L.

schaduwgebied

π=3.00m

π=1.00m

d=4 cm

d=8 cm

d=12 cm

d=16 cm

d=20 cm

BREAKWATER

MUUR

talud 1:10

d constant

0.40m

0.40 m

golven H=9.1 cm T=1.5 s.

SCHAAL 1:20

Figuur 9 0 1m

Kd coefficienten

Rooster 20×20 cm

S.W.L.

talud 1:10

Kd constant t=0.08

Kd = constant

d=0 d=2 d=4 d=6 d=8 d=10 d=12 d=14 d=16 d=18 d=20

| | | |

FORT ST. JAGO

BENYA LAGOON

EXISTING BREAKWATER

CASTLE

M.H.W.S.

M.H.W.S.

LAGOON

BEACH

MOTEL

N

SANDY BEA

SANDSTONE

PROPOSED HARBOUR

DEPTHS FROM DRW 10 JOB 1413

DEPTHS ESTIMATED

SOUNDINGS IN m BELOW A.C.D.
M.H.W.S. 1·5 m ABOVE A.C.D.

ELMINA

SCHAAL 1:5000

FIGUUR II

Bylage 1

236250

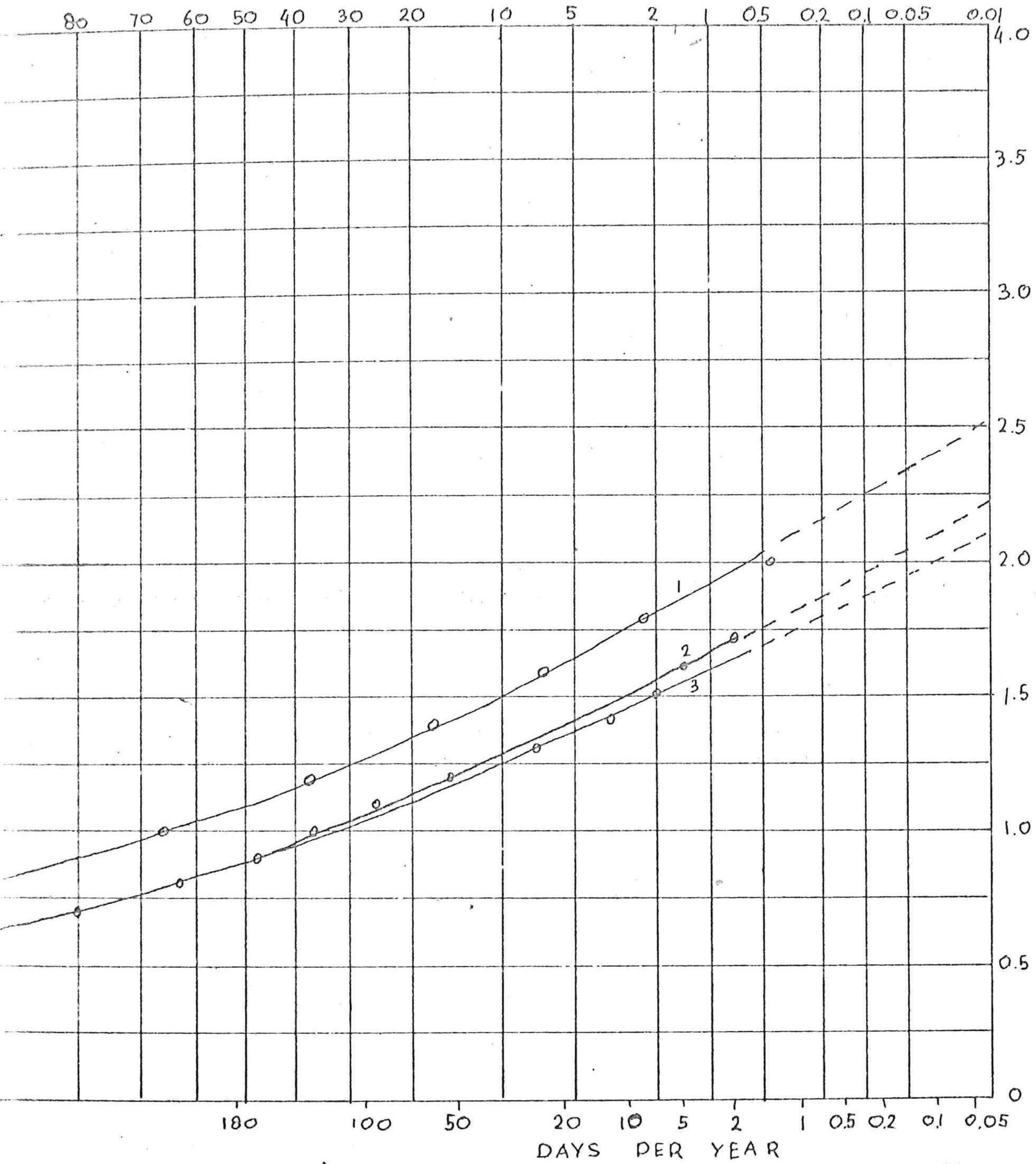
236500

236750

237000

237250

237500

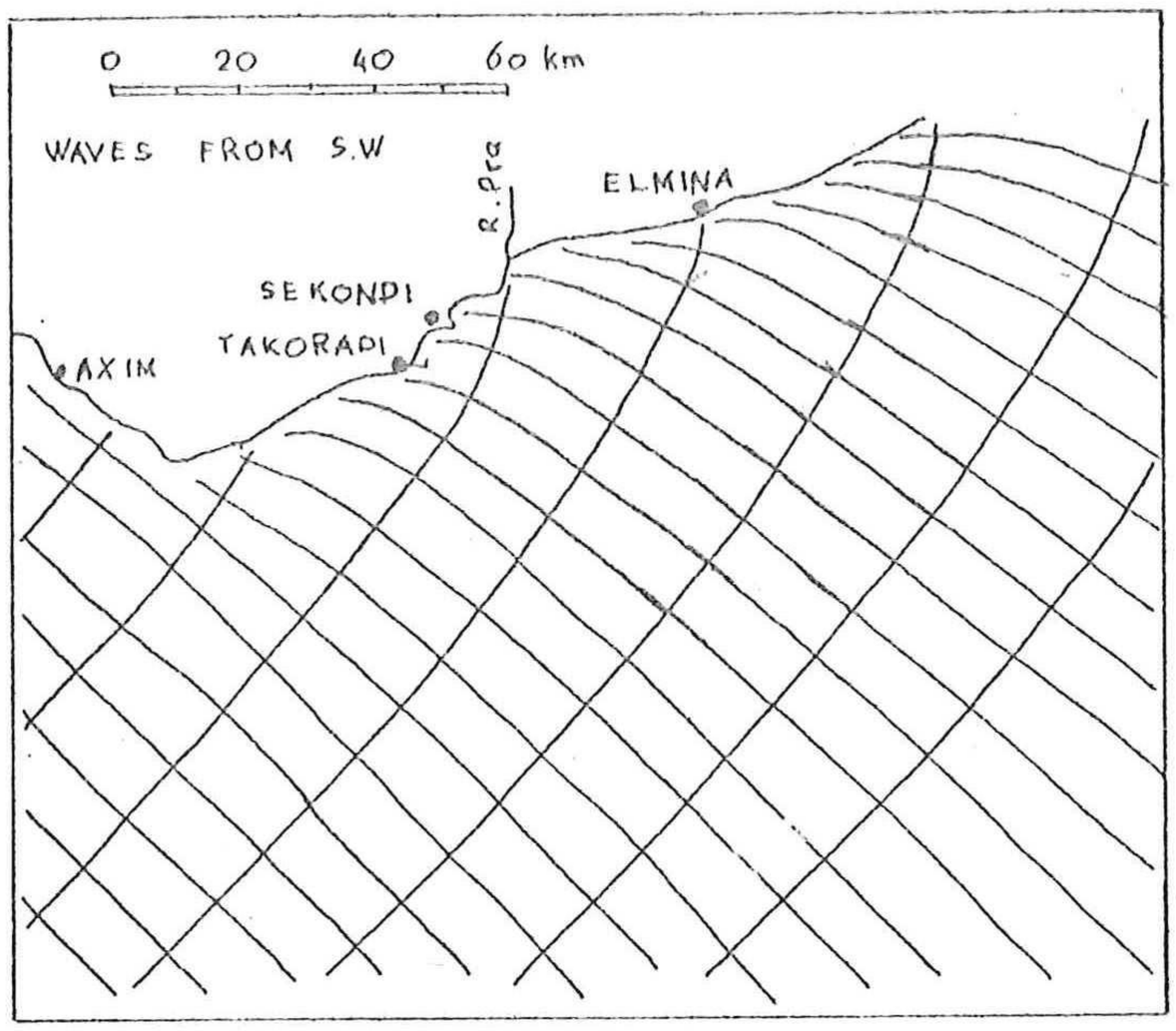


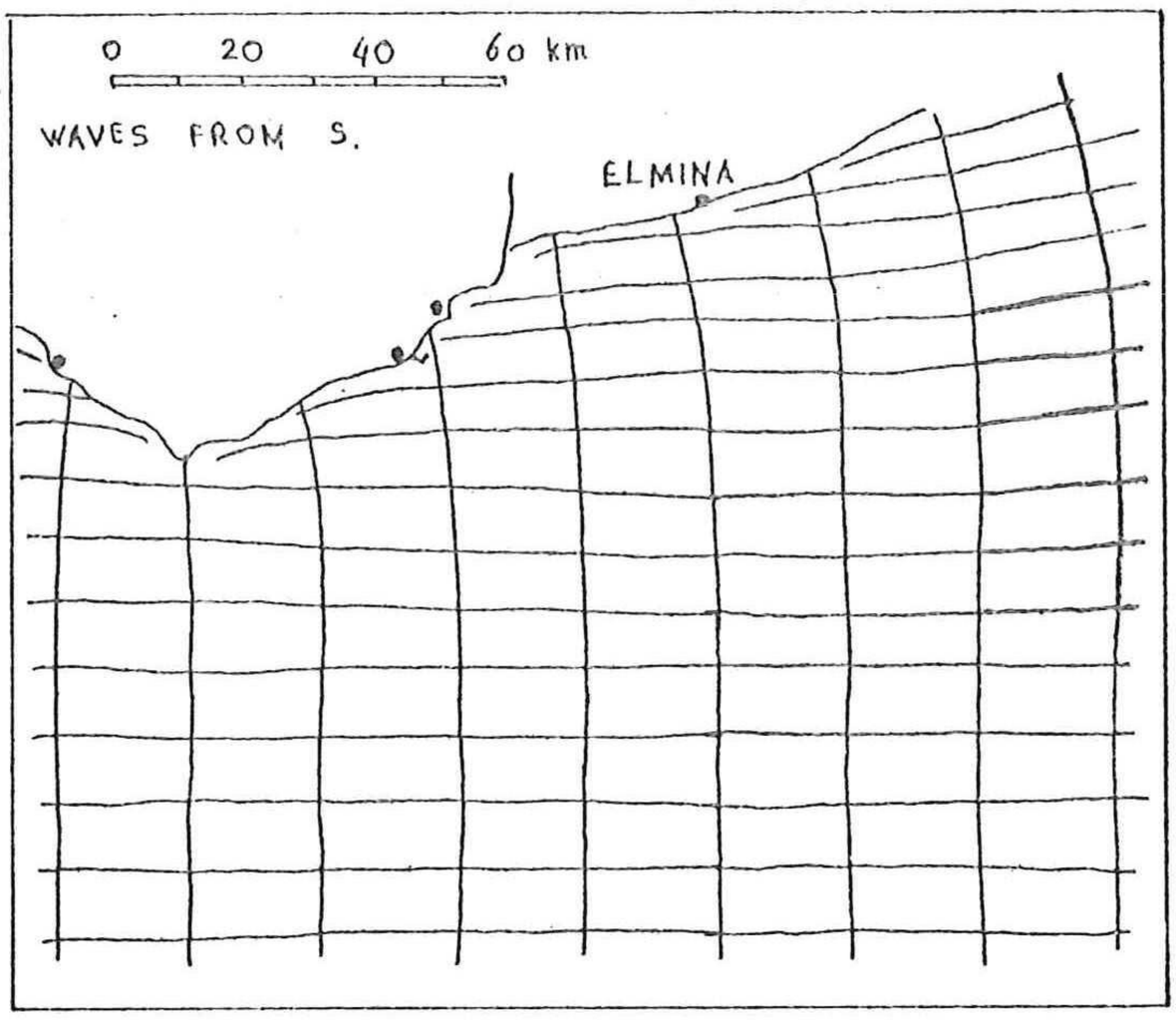
CUMULATIVE FREQUENCY DISTRIBUTION OF $\bar{H}_{0.33}$
FROM OBSERVATION DURING ONE YEAR

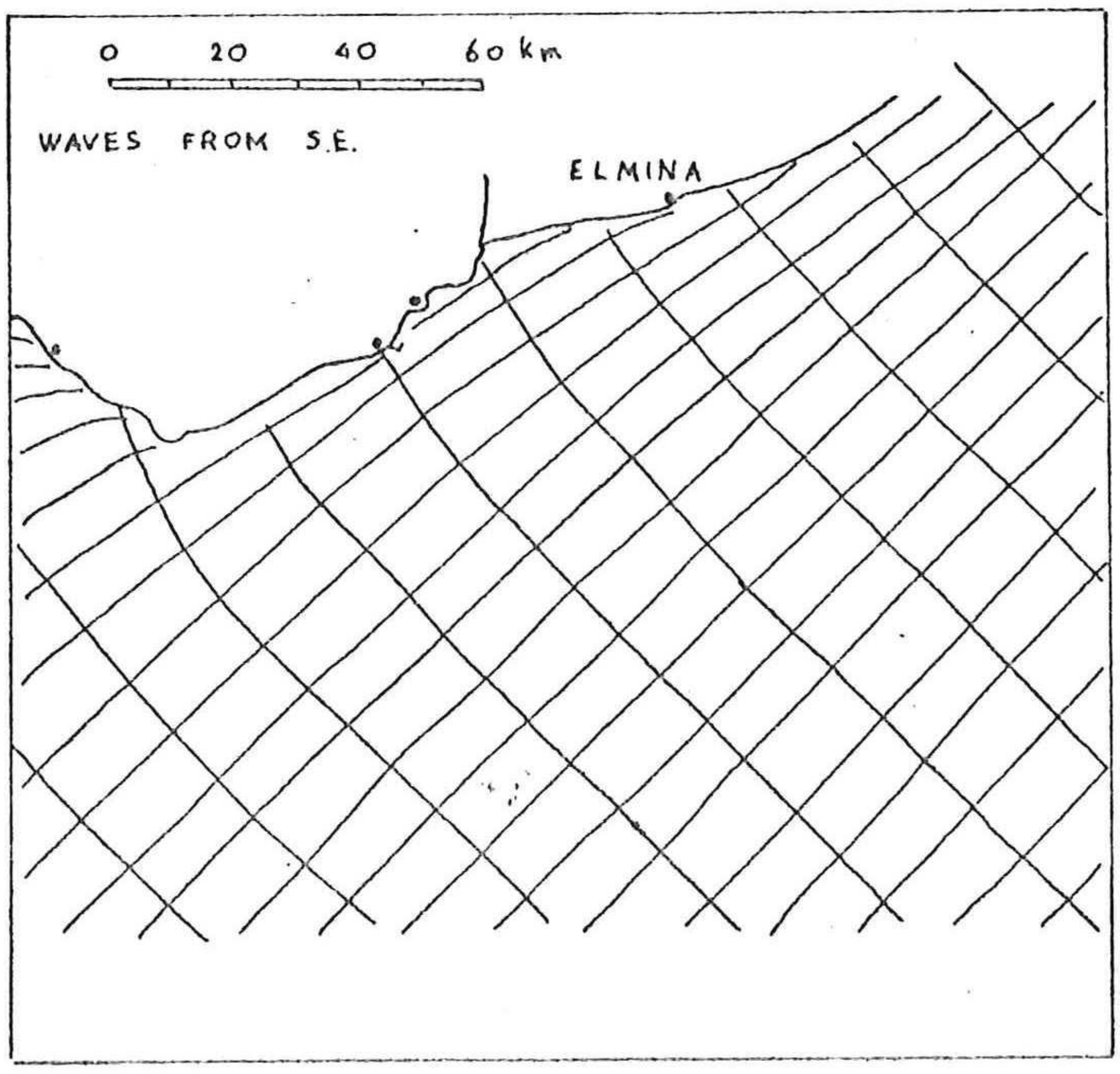
1 : acceleration meter
2 : pressure meter
3 : " "

FREQUENCY OF HEIGHT OF SWELL

Bijlage 1 i FIGUUR 12



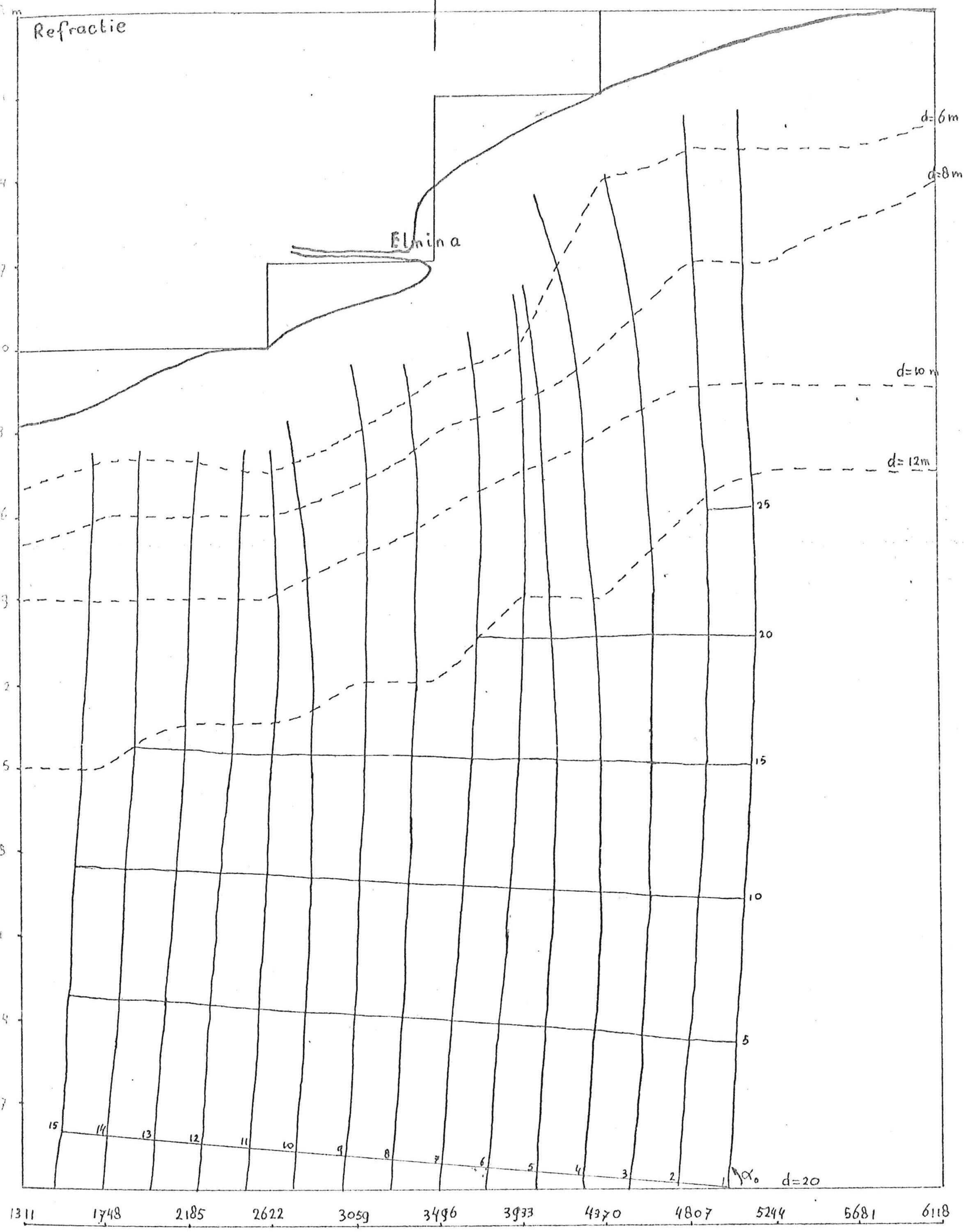




T= 12 sec

FIGUUR 13

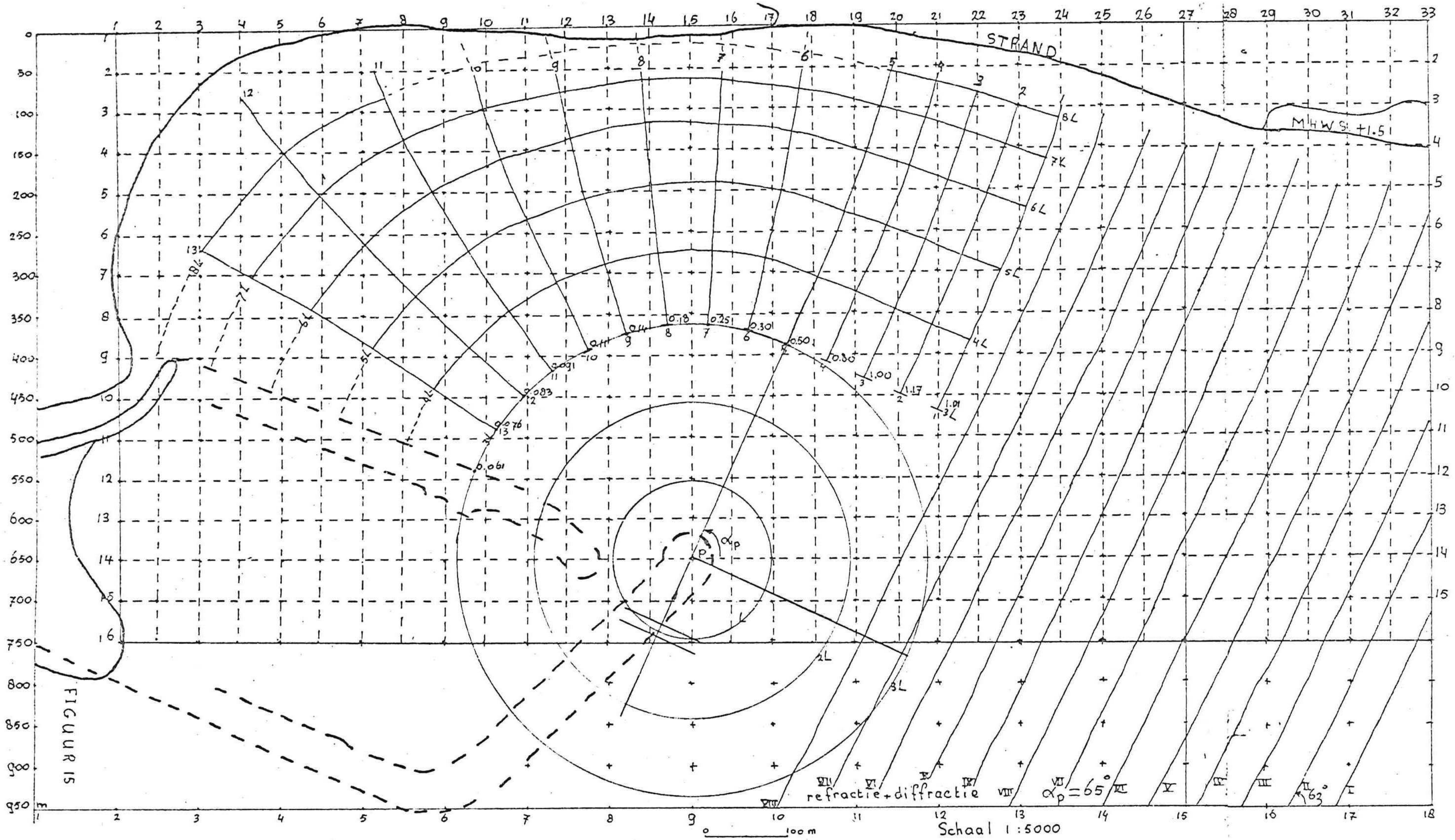
Bijlage 1 j



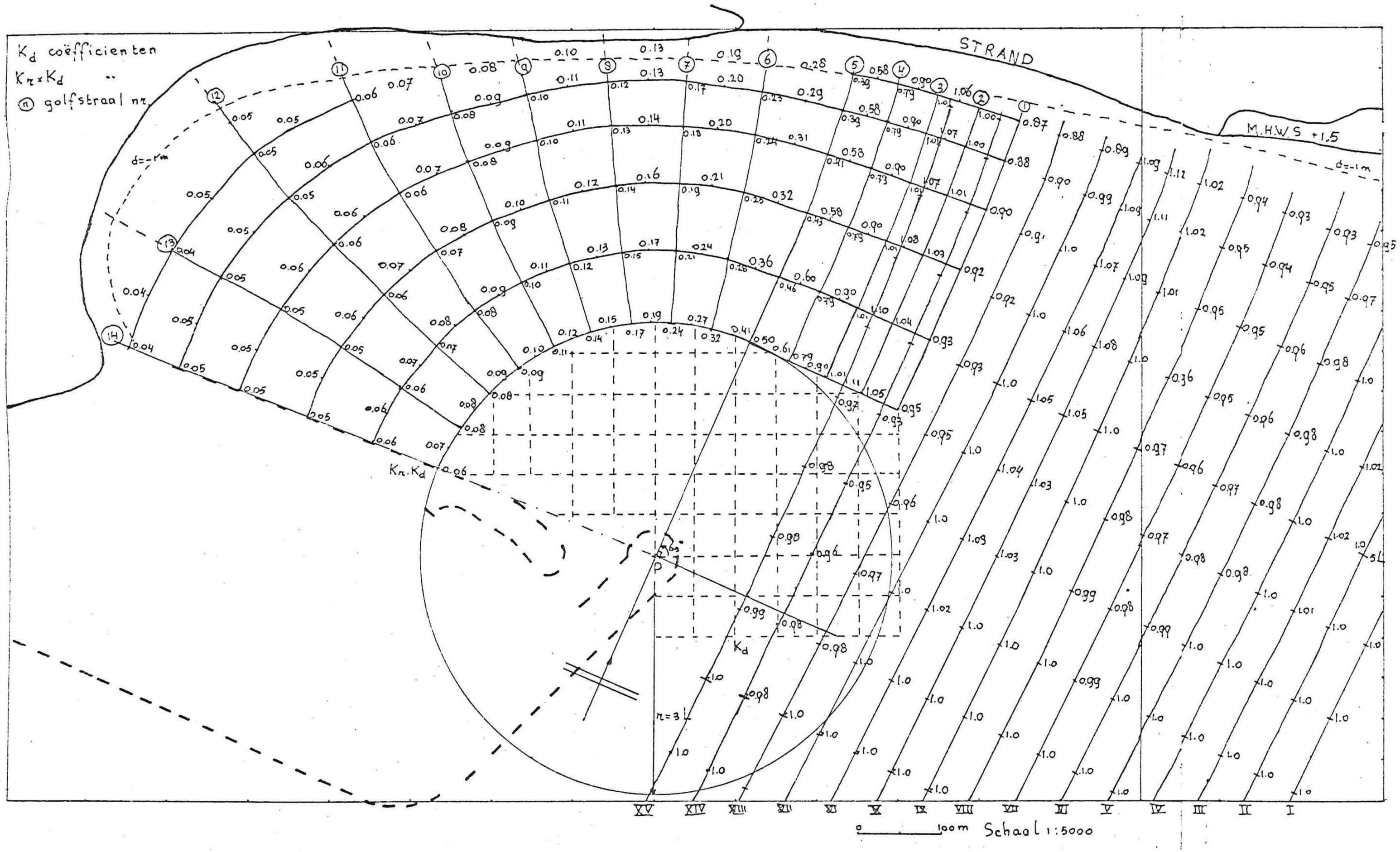
Figuur 14

Schaal 1,7 : 437000 T = 12 sec
1 : 256000 $\alpha_0 \cong 85°$

Bijlage 1k

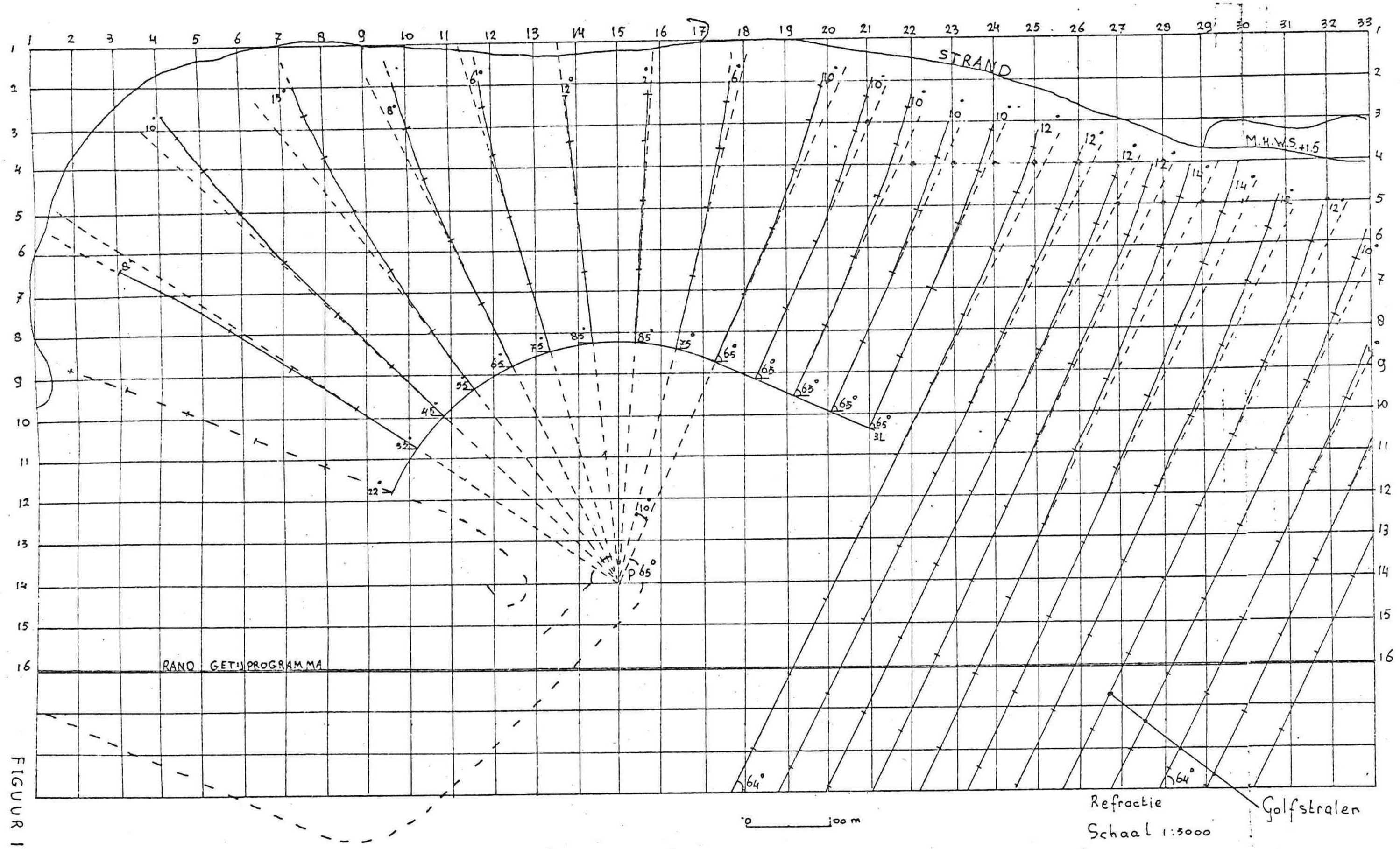


REFRACTIE EN DIFFRACTIE		
	SCHAAL 1:5000	
ELMINA	Bijlage 1	FIGUUR 15



FIGUUR 16

DIFFRACTIE EN REFRACTIE COEFFICIENTEN		
	SCHAAL 1:5000	
ELMINA	Bijlage 1m	FIGUUR 16



FIGUUR 17

GOLFHOEKEN		
	SCHAAL 1:5000	
ELMINA	Bijlage 1	FIGUUR 17

2 3 x 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30

Strand

golf kam

golf inval

100 cm/sec.

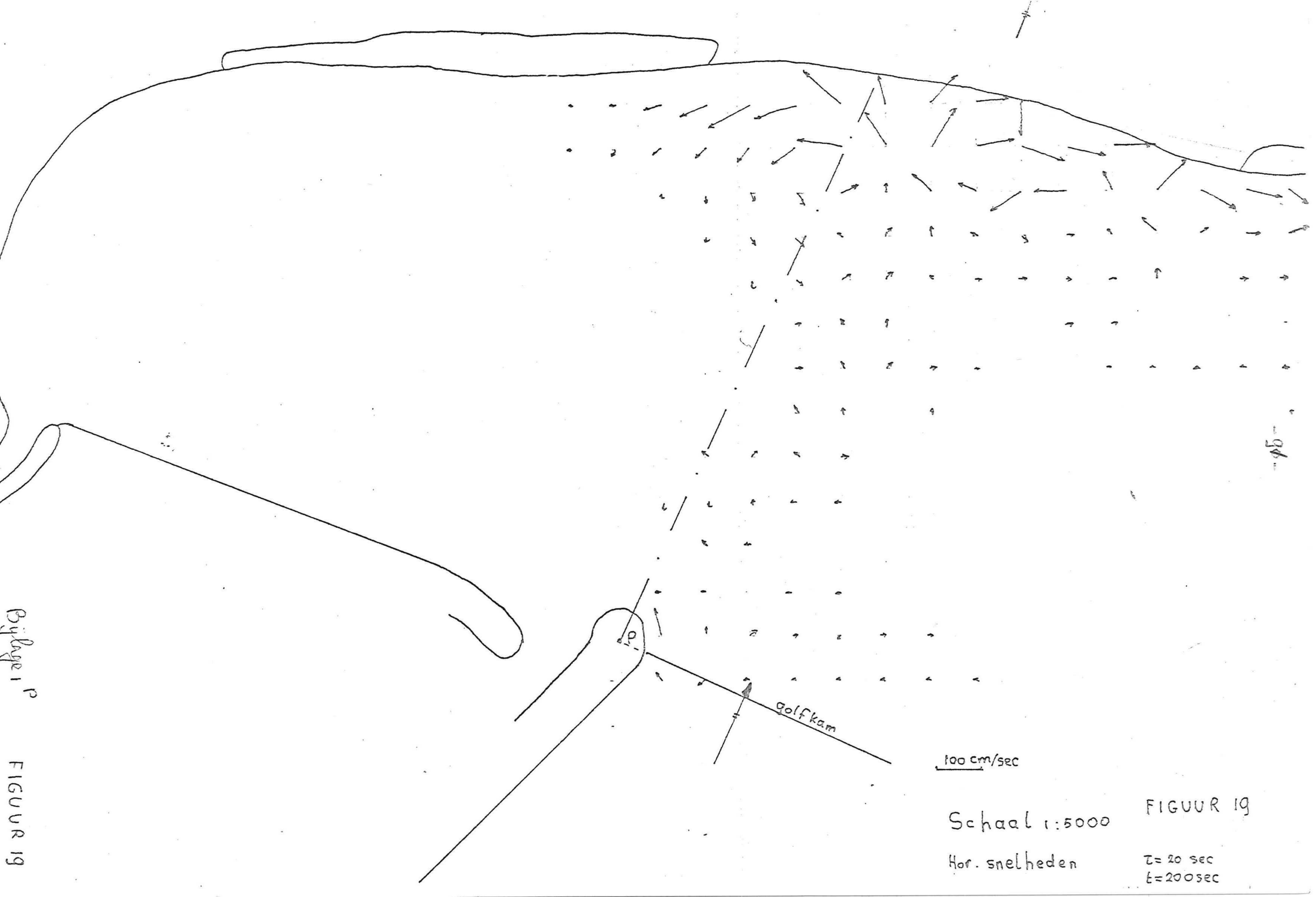
Schaal 1:5000 Figuur 18

Hor. snelheden t = 40 sec.
T = 20 sec

Bijlage 1

FIGUUR 18

-96-



FIGUUR 19

Schaal 1:5000

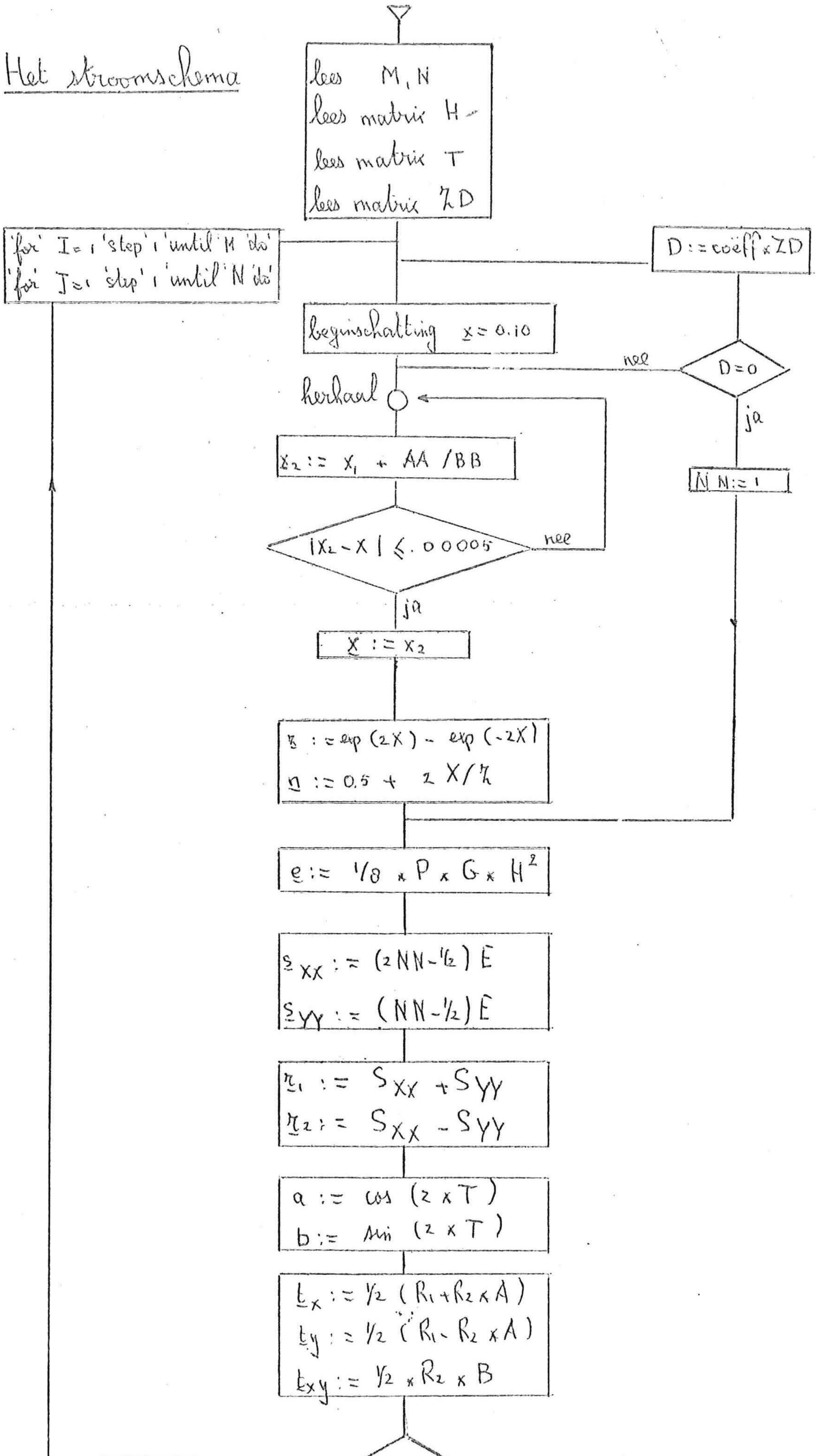
Hor. snelheden

τ = 20 sec
t = 200 sec

FIGUUR 19

Bijlage 1 & FIGUUR 20

Het stroomschema



I := I + 1
nee
I = M
ja
druk af: Sxx, Syy, Sxx, Syy
Sxy enz.
'for' I := 1 'step' 1 'until' M 'do'
'for' J := 1 'step' 1 'until' N 'do'
DX := 50; (0.40)
DY := 50; (0.40)
I = M
ja
nee
J = N
ja
nee
Vx := (Sx[i+1,j] - Sx[i,j]) * 1/DX +
(Sxy[i,j+1] - Sxy[i,j]) * 1/DY;
Vy := (Sy[i,j+1] - Sy[i,j]) * 1/DY +
(Sxy[i+1,j] - Sxy[i,j]) * 1/DX;
Wx[i,j] := .001 * VY;
Wy[i,j] := .001 * VX;
Wx[i,j] := 0;
Wy[i,j] := 0;
nee
J = N
ja
nee
I = M
ja
Druk af Wx en Wy

Bijlage 3 b

```
FAST ALGOL COMPILER OF DELFT, RELEASE OF 1/ 7/1974                    INCR.NR.=SE

COMPILER VERSION :BATCH
OPTIONS IN EFFECT:SIZE(KBYTES)=158,IDL=   6,SEG=SEGM,
                  ERCDIC(ER),NOIDLST,LOAD(L),LONG(LP),OPTO,NOPAG,SE,SOURCE(S

  0   'BEGIN''INTEGER'M,N,I,J;
  2   SETTING(2,30,0);
  3   SETTING(3,80,0);
  4       ININTEGER(0,M);ININTEGER(0,N);
  6       'BEGIN'
  7       'REAL'SXX,SYY,TX,TY,TXY,VX,VY;
  8       'REAL'A,B,AA,BB,D,E,G,NN,P,Q,R1,R2,TI,W,X,X2,Z;
  9       'INTEGER''ARRAY'H(/1:M,1:N/),T(/1:M,1:N/);
 10       'INTEGER''ARRAY'ZD(/1:M,1:N/);
 11       'REAL''ARRAY'SX(/1:M,1:N/),
 12       SY(/1:M,1:N/),SXY(/1:M,1:N/),
 12   AC(/1:M,1:N/),RS(/1:M,1:N/),
 12       EN(/1:M,1:N/),ENER(/1:M,1:N/),
 12       WX(/1:M,1:N/),WY(/1:M,1:N/);
 12       INTARRAY(0,H);INTARRAY(0,T);
 14       INTARRAY(0,ZD);
 15       'FOR'I:=1'STEP'1'UNTIL'M'DO'
 16       'FOR'J:=1'STEP'1'UNTIL'N'DO'
 17           'BEGIN'
 18   TI:=1.5;
 19   X:=0.10;
 20   D:=.01*ZD(/I,J/);
 21   'IF'D=0'THEN'
 22           'BEGIN'
 23           NN:=1.00;
 24           'GOTO'WEER
 25           'END';
 26   W:=2*3.1416/TI;
 27   OPN:
 27   P:=EXP(X)-EXP(-X);
 29   Q:=EXP(X)+EXP(-X);
 30   AA:=W*D/X-(G/W)*P/Q;
 31   BB:=W*D/(X*X)+(G/W)*4/(Q*Q);
 32   X2:=X+AA/BB;
 33   'IF'ABS(X2-X)<=.00005
 34   'THEN'X:=X2'ELSE'
 36           'BEGIN'X:=X2;
 38           'GOTO'OPN
 39           'END';
 40   Z:=EXP(2*X)-EXP(-2*X);
 41   NN:=.500+2*X/Z;
 42   WEER:
 42   P:=.001;G:=9.81;
 45     E:=1/8*P*G*H(/I,J/)*H(/I,J/);
 46   SXX:=(2*NN-0.50)*E;
 47   SYY:=(NN-0.50)*E;
 48   EN(/I,J/):=NN;
 49   ENER(/I,J/):=E;
 50   R1:=SXX+SYY;
 51   R2:=SXX-SYY;
```

Bylage 3 a

verolg:

```
FAST ALGOL COMPILER OF DELFT*RELEASE OF 1/ 7/1974                    INCR*NR*+S

52          A:=COS(2*T(/I*J/)*3*1416/180);
53          B:=SIN(2*T(/I*J/)*3*1416/180);
54          TX:=0*5*(R1+R2*A);
55          SX(/I*J/):=TX;
56          TY:=0*5*(R1-R2*A);
57          SY(/I*J/):=TY;
58          TXY:=0*5*R2*B;
59          SXY(/I*J/):=TXY;
60          AC(/I*J/):=A;BS(/I*J/):=B;
62  OUTINTEGER(1*I);
63  OUTINTEGER(1*J);
64  FIX(1*1*5*RS(/I*J/));
65  FIX(1*1*5*AC(/I*J/));
66  FIX(1*1*5*EN(/I*J/));
67  FIX(1*2*5*ENER(/I*J/));
68  FIX(1*2*5*SX(/I*J/));
69  FIX(1*2*5*SY(/I*J/));
70  FIX(1*1*5*SXY(/I*J/));
71  SYSACT(1*14*1);
72          'END';
73      'FOR'I:=J'STEP'1'UNTIL'M'DO'
74      'FOR'J:=1'STEP'1'UNTIL'N'DO'
75          'BEGIN''REAL'DX*DY;
77  DX:=*20;DY:=*20;
79  'IF'I=M'THEN''GOTO'KLAAR;
81  'IF'J=N'THEN''GOTO'KLAAR'ELSE'
84  'BEGIN'
85  VX:=(SX(/I+1*J/)-SX(/I*J/))*1/DX+(SXY(/I*J+1/)-SXY(/I*J/))*1/DY;
86  VY:=(SY(/I*J+1/)-SY(/I*J/))*1/DY+(SXY(/I+1*J/)-SXY(/I*J/))*1/DX;
87          WX(/I*J/):=+0*001*VY;
88          WY(/I*J/):=+0*001*VX;
89  'END';
90          'GOTO'UIT;
91  KLAAR:WX(/I*J/):=WY(/I*J/):=0;
93          UIT:
93  FIX(2*0*6*WX(/I*J/));
95  FIX(3*0*6*WX(/I*J/));
96          'END';
97      'FOR'I:=1'STEP'1'UNTIL'N'DO'
98      'FOR'J:=1'STEP'1'UNTIL'N'DO'
99  'BEGIN'
100 FIX(2*0*6*WY(/I*J/));
101 FIX(3*0*6*WY(/I*J/));
102 'END';
103     'END'
104 'END'

NO ERRORS FOUND
```

Bijlage 3 b