METINGEN EN BEREKENINGEN VAN DE REFRAKTIE, BRANDINGSSTROMEN EN „BREAKER TRAVEL"

Afstudeer-verslag

van

C. Ramkema

maart 1975

Onder begeleiding van:

Lektor dr. ir. J.A. Battjes
Prof. dr. ir. E.W. Bijker

Wie tevreden is over z'n arbeid,
heeft reden van ontevredenheid
over z'n tevredenheid.

Multatuli

Inhoudsopgave.

		blz.
I	Inleiding.	1
II	Theorie.	
II-1	Inleiding.	5
II-2	De lineaire theorie.	9
II-3	Energie beschouwingen.	14
II-4	Terugkaatsing, diffraktie, shoaling en refraktie	17
II-5	Type brekende golven	20
II-6	Brandingsstroom t.g.v. regelmatige golven	23
II-7	Schuifspanning aan de bodem	28
II-8	Beschrijving van onregelmatige golven	30
II-9	Radiation Stress in onregelmatige golven	36
II-10	De schuifspanning bij onregelmatige golven	42
III	Natuurmetingen.	
III-1	Inleiding	44
III-2	Omschrijving meetgebied en plaats van de instrumenten	46
III-3	De meetinstrumenten	51
III-4	Het meetprogramma en de ponsbandverwerking	58
III-5	Onzekerheden en voorstellen tot verbetering	69

		blz.
IV	Vergelijken van theorie en metingen.	
IV-1	Programma voor shoaling en refraktie	86
IV-2	Resultaten van het shoaling en refraktie programma	95
IV-3	Het brandingsstroom programma	100
IV-4	Resultaten van het brandingsstroom programma	108
IV-5	Theorie van Eagleson vergeleken met de metingen	115
V	Aanpassing en uitbreiding van de brandingsstroom theorie.	
V-1	Inleiding	121
V-2	Aanpassing van de schuifspanning bij de bodem	122
V-3	Energie-afgifte bij het strand	128
V-4	Brandingsstroom en „Breaker Travel"	131
V-5	Laboratorium metingen	142
V-6	Resultaten van de laboratorium metingen.	147
VI	Konklusies en aanbevelingen	156
APPENDICES		
1.	Lijst van bijlagen	161
2.	Lijst van symbolen	163
3.	Literatuur	167

I Inleiding

Als bezoeker van onze kust zijn er 2 zaken, die sterk in het oog lopen. In de eerste plaats lijken de golven steeds uit een min of meer loodrechte richting op de kust te komen, ongeacht de windrichting.
In de tweede plaats drijf je als zwemmer vaak af, van de plaats, waar je je familie of badspullen hebt achtergelaten, door een stroom evenwijdig aan de kust.
Het eerste staat bekend onder de naam refraktie, de in het tweede punt genoemde stroom evenwijdig aan de kust, staat bekend als brandingsstroom.
Dit is een stroom die voor de kust langs loopt en o.a. veroorzaakt wordt door de scheef invallende golven.

Het lijkt een vrij duidelijke zaak dat Nederland gezien z'n natuurlijke gesteldheid bijzonder geinteresseerd is in het gedrag van zijn kust. We mogen zelfs zeggen geinteresseerd moet zijn in dit gedrag. Het zandtransport, dat verantwoordelijk is voor de verandering van de kust, is dan ook al gedurende vele decennia een terrein, waarop veel onderzoek wordt verricht. De voor de kust langslopende brandingsstroom speelt in deze transporten een zeer belangrijke rol, zodat meer kennis van deze stroom ook uiteindelijk meer inzicht zal verschaffen in de beweging van onze kust.
Als deel van het onderzoek naar deze verschijnselen is de R.W.S. enige jaren geleden begonnen met metingen bij Egmond aan Zee. In het begin behelsden deze niet meer, dan het uitzoeken van een meetplatform, waarvanaf kon worden gewerkt en enige snelheidsmetingen. Maar met de jaren groeiden zij uit, terwijl men voortbouwde op vroegere

ervaringen, tot de metingen zoals beschreven en gebruikt in dit rapport.
Gedurende augustus en september 1973 hebben 4 praktikanten met wisselend succes metingen verricht vlak onder de kust van Egmond aan Zee en via meer zeewaarts gelegen golfboeien.
Ondanks vele tegenslagen tijdens de metingen, zoals los geslagen boeien, wederzijdse beinvloeding van instrumenten, etc. en de tegenstrijdigheden tussen de verschillende metingen, bieden de uitkomsten toch voldoende houvast om voorzichtige konklusies te kunnen trekken.
Uit andere prototype metingen zijn weinig brandingsstroomprofielen bekend, doordat ze meestal beperkt bleven tot enkele meetpunten, zodat het totale profiel toch nog geschat moest worden. De meer uitgebreide snelheidsmetingen in modellen hadden vaak juist betrekking op regelmatige golven, terwijl de uitbreiding naar onregelmatige golven, zeker niet triviaal is.

Dit rapport handelt vooral over de eerst genoemde 2 verschijnselen en wel refraktie en brandingsstromen. In beide gevallen zal getracht worden om het onregelmatige karakter van de golven te verwerken in de berekening of door een schatting achteraf van de mogelijk gemaakte fout. Het door Battjes voorgestelde rekenmodel voor de bepaling van de brandingsstroomsnelheden in de brekerzone zal worden getoetst aan de metingen in Egmond.
De verschillen tussen het berekende en het optredende brandingsstroomprofiel geven aanleiding tot een

uitbreiding van het rekenmodel.
Hierbij zal de individuele breker tijdens zijn in werkelijkheid optredende breekproces („Breaker Travel") meer gevolgd worden, dan in het huidige model. In hoeverre het een en ander in de realiteit gemeten kan worden, is in het laboratorium uitgeprobeerd.

De opzet van het rapport is als volgt. In hoofdstuk II zullen de theorieën met hun daarbij behorende aannamen beknopt worden besproken, zowel voor regelmatige als voor onregelmatige golven.
Deze theorieën zullen in de volgende hoofdstukken nodig zijn om een vergelijking te kunnen maken tussen berekende en gemeten waarden.
In hoofdstuk III worden de metingen, zoals ze in september en oktober 1973 in Egmond aan zee zijn gedaan, vrij uitgebreid doorgenomen, met de gebruikte instrumenten, meetmethodieken en wijze van verwerking in de komputer.
Er zal aandacht worden besteed aan de onzekerheden en onnauwkeurigheden, die bij de instrumenten en methodieken behoren en ook niet behoren. Verder zullen voorstellen tot verbetering van instrumenten en orgianisatie worden gedaan.
In hoofdstuk IV zal eerst een refraktie berekening worden vergeleken met de gemeten waarden. De hieruit te trekken konklusies staan in par. IV-2.
In de volgende paragraaf wordt het zelfde gedaan voor de brandingsstroomsnelheden. De systematiese afwijking tussen gemeten en berekende brandingsstroom profielen geven aanleiding tot hoofdstuk V. waar een uitbreiding van het rekenmodel wordt gepresenteerd. Hierbij zal met name het breekproces meer worden opgenomen in

het model. Het breker-verloop is al eerder onderzocht door Galvin die het „Breaker Travel" noemde. Ter ondersteuning van deze uitbreiding zijn metingen gedaan, waarvan de resultaten besproken worden in V-5.
Het laatste hoofdstuk VI geeft een overzicht van de resultaten en de daaruit getrokken konklusies, waarbij ook de onzekerheden aan bod zullen komen.
Uitvoerig wordt verwezen naar de paragrafen waar het één en ander te vinden is. Hierdoor is via dit hoofdstuk een meer gerichte ingang in het rapport mogelijk.

De 3 appendices geven extra informatie.
Appendix 1 bevat de lijst met bijlagen.
Appendix 2 bevat de gebruikte symbolen, terwijl appendix 3 de geraadpleegde literatuur geeft.

II THEORIE

II-1. Inleiding

In dit hoofdstuk zal een serie theorieën worden besproken, die in de volgende hoofdstukken zijn getoetst aan de gemeten grootheden.
We zullen ons voornamelijk koncentreren op de monochromatiese sinusvormige golf (lineaire theorie) Deze heeft namelijk het voordeel dat we via superpositie de realistiese complexe golfvorm op kunnen bouwen, hoewel in werkelijkheid juist het omgekeerde gebeurt n.m. de complexe golfbeweging gaat langzaam over in deining [3] die we bij benadering sinusoïdaal mogen veronderstellen.
De lineaire theorie heeft verder het voordeel dat hij eenvoudig is, zodat ook de rekenprogramma's niet te veel tijd kosten. Verder is gebleken dat bij de bepaling van refraktie en brandingsstroom, waar we juist met de 2e orde eigenschappen van de golf werken, zoals energiestroom, impulsie - stroom, etc, deze theorie goed voldoet.

Een alternatief zou de cnoïdale golftheorie zijn geweest, maar deze theorie is weinig praktisch door zijn lange formules ([2] blz 40 e.v.)

De figuur II-1-1 uit [3] geeft een aardig overzicht van de golven die op kunnen treden in een vloeistof, wij zullen slechts 2 typen in onze beschouwingen opnemen n.l. windgolven en getij.

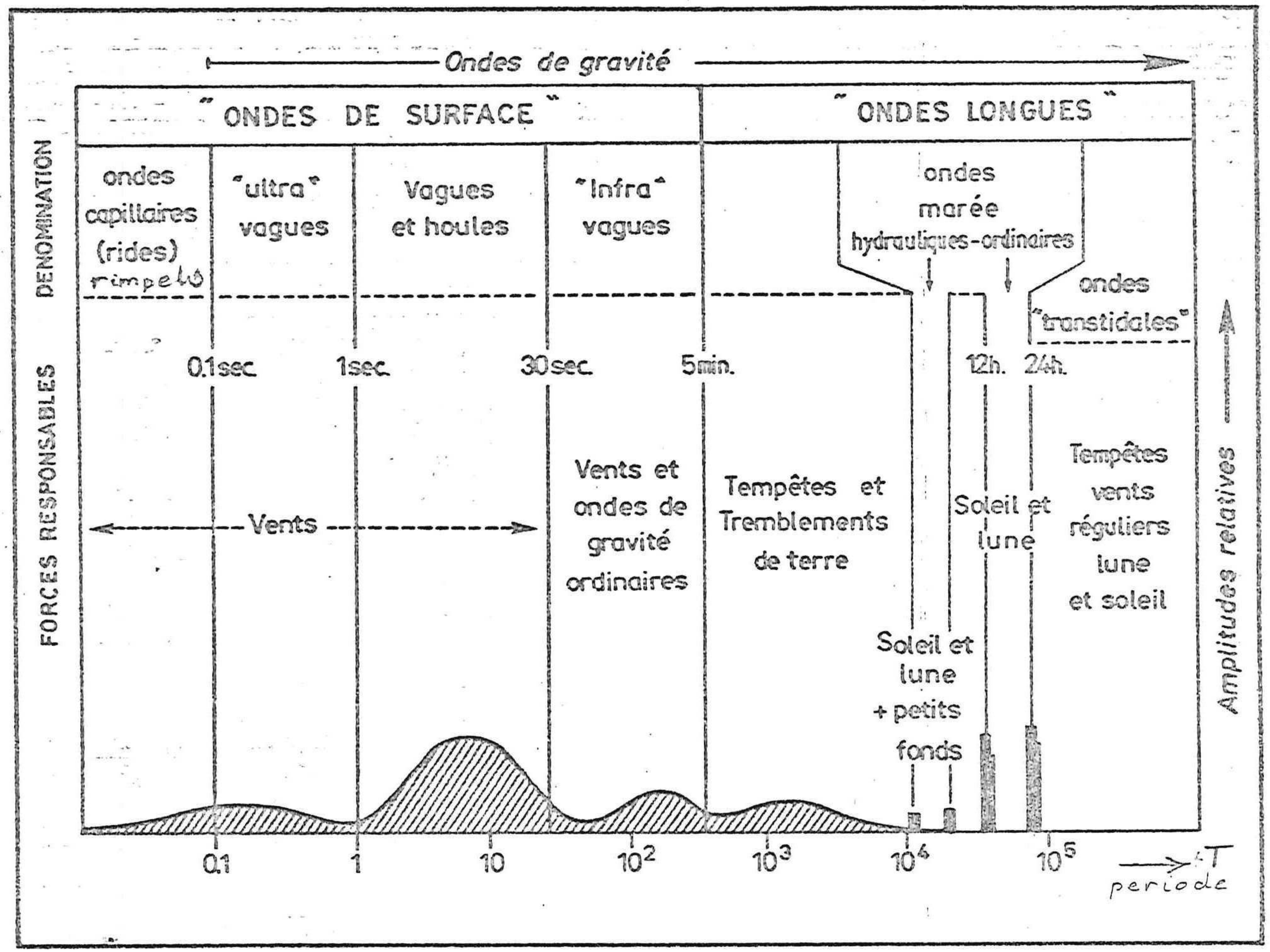


FIGURE 121. — D'après MUNK

klassificatie volgens Munk. fig II-1-1

De coriolis kracht mag voor de eerste groep worden verwaarloosd, daar het getal van Rossby, dat het belang van deze kracht t.o.v. de traagheids-krachten aangeeft, klein is. ([3] blz 87, 216)

$$\frac{\text{Coriolis kracht}}{\text{Traagheidskracht}} = \frac{2\,w_A \cdot w \cdot \sin\varphi}{dw/dt} \qquad (\text{II-1-1})$$

met $w_A = 0.729 * 10^{-4}$ rad/sec als hoek frequentie van de aarde, w de horizontale snelheid en φ de breedtegraad.
Voor een sinusvormige beweging geldt $w = \hat{w} \sin \frac{2\pi}{T} . t$, dan wordt de grootte van bovenstaande verhouding

$$\frac{2\,w_A \sin\varphi}{2\pi/T} = \frac{T}{T_p} \qquad (\text{II-1-2})$$

waarin T_p een „pendulum day" voorstelt en T de periode van het verschijnsel.

In het geval van windgolven en deining is de $T \ll T_p$., zodat we het effekt van de coriolis krachten rustig kunnen verwaarlozen t.o.v de traagheidskrachten.

Hoewel we het optreden van golven met perioden groter dan 30 sec en kleiner dan 1 uur niet uitsluiten zijn door gebrek aan gegevens hier geen verdere onderzoekingen naar gedaan.
Op het blad van de meting van 731017 (bijlage 1) is het optreden van seiches goed te zien (periode ± 25 minuten) Verder zien we op het blad 730920 (bijlage 2) een windvaan op de getijlijn.

Zoals we op de vorige blz. hebben gezien zijn de

golven in te delen in 2 groepen

- Lange golven (ondes «Longues») van het type getijde. Hierbij zijn de vertikale snelheden en de vertikale versnelling te verwaarlozen, zodat we bij benadering met een hydrostatiese druk verdeling te maken hebben
- Korte golven (ondes de «surface») zoals de franse naam al duidelijk maakt hebben we hier met oppervlakte golven te maken. Deze golven zijn op een relatief kleine diepte al niet meer merkbaar.
  De vertikale snelheden en versnellingen zijn hier niet meer te verwaarlozen, omdat ze van de zelfde orde van grootte zijn als de horizontale. De heersende druk in een punt is dientengevolge niet alleen afhankelijk van de erop rustende waterkolom, maar ook van de vertikale beweging van de watermolekulen.

Dat deze verdeling niet strak te trekken is, spreekt voor zichzelf, men is dan ook al jaren bezig om een prakties handelbare theorie te vinden die toepasbaar is op beide groepen.
We zullen ons in de volgende paragrafen allereerst beperken tot monochromatiese golven en vervolgens in het 2e deel van dit hoofdstuk de onregelmatige golven onder de loupe nemen
Een meer uitgebreide behandeling van de theorie vinden we in [1], [3], [4], [5].

II - 2 De lineaire theorie

Daar we met monochromatiese golven te maken hebben, kunnen we ons assenkruis aannemen met de x-as in de richting van de golfstraal en de y-as parallel aan de golfkam, terwijl de z-as in de tegengestelde richting van de zwaartekracht staat. De diepte is slechts een funktie van x. Hierdoor houden we een 2 dimensionaal stroombeeld over.

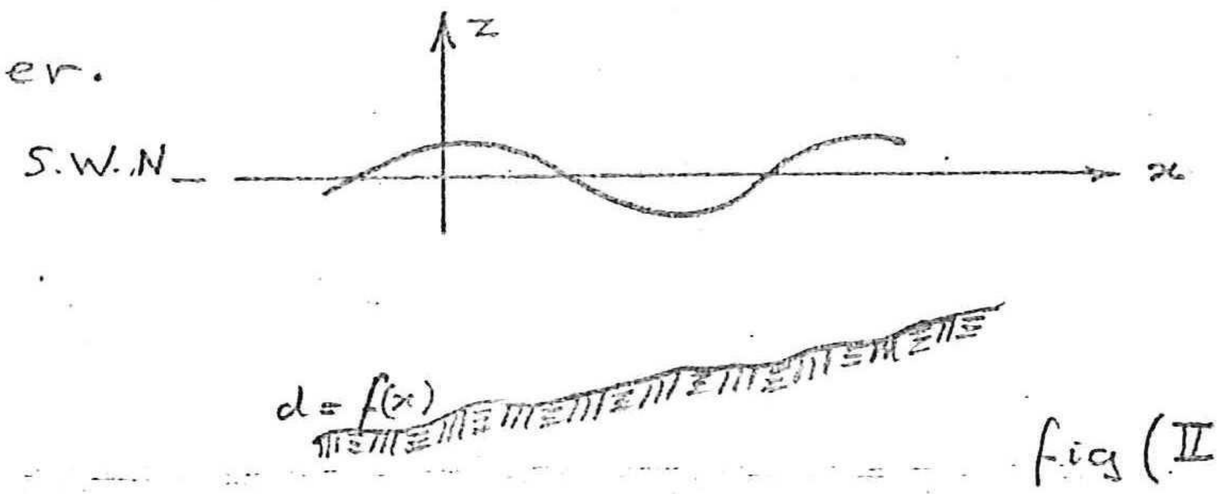


fig (II - 2 - 1)

Bij de afleiding veronderstellen we dat we te maken hebben met een Newtonse vloeistof met constante viscositeit en dichtheid, verder is de zwaartekracht de enige volumekracht.
Aan het oppervlak heerst een atmosferiese druk die we constant stellen en wel gelijk nul.
Door de hoge getallen van Reynolds mogen we aannemen dat de viscositeit een te verwaarlozen rol speelt t.o.v. de andere termen in de bewegingsvergelijkingen.
Nu kan er worden aangetoond, dat onder bovengenoemde voorwaarden geen rotatie in het inwendige van het gebied kan worden opgewekt.
Er kan dus slechts rotatie optreden, die vanaf de grenzen naar binnen lekt, dit wordt evenwel voorkomen door de oscillerende beweging van de deeltjes, zodat een grenslaag zich niet tot ver van de grenzen kan uitbreiden. Men gaat hierbij uit van een relatief zwakke stroom, waarop de golven zijn gesuperponeerd. Indien deze stroom zwak is en

de Reynoldse getallen voldoende hoog zal de invloed van rotatie verwaarloosbaar zijn..

Daar we hier een constante dichtheid veronderstellen in ruimte en tijd is $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$
Dus volgt uit de continuïteits vergelijking

$$\nabla . \vec{u} = 0 \qquad (II-2-1)$$

Indien de beweging rotatie vrij is, dus $\nabla * \vec{u} = 0$, dan zijn de snelheden afteleiden van een snelheidspotentiaal.

$$\vec{u} = \nabla \phi \qquad (II-2-2)$$

Samenstellen van (II-2-1) en (II-2-2) geeft de vergelijking van Laplace,

$$\nabla^2 \phi = 0 \qquad (II-2-3)$$

die voor elk bron-en wervelvrij veld geldt.
Daar dit een elliptiese P.D.V. is moeten we randvoorwaarden vaststellen voor ϕ of z'n normale afgeleide op de gehele rand.
Daar we veronderstellen, dat de vloeistof binnen het optelossen gebied blijft, moet ten alletijden gelden, dat de snelheid loodrecht op de rand naar nul gaat, ofwel

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \qquad z = -d \qquad (II-2-4)$$

Evenzo aan het oppervlak

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x}\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \qquad z = \zeta \qquad (II-2-5)$$

De ie orde benadering hiervan is.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \qquad z = 0 \qquad (II-2-6)$$

Na deze kinematiese eisen, komen we nu aan de dynamiese eis, dat de druk t.p.v. het oppervlak in de vloeistof gelijk moet zijn aan de atmosferiese druk op de vloeistof.
Als een vloeistof een konstante ρ heeft, en volmaakt en wervelvrij is, en er verder een conservatief krachtenveld werkzaam is, zodat

$$-\nabla \psi = \vec{g} \,, \qquad (II-2-7)$$

dan krijgen we door integreren van de bewegingsvergelijking van Euler de volgende vergelijking.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz \pm \tfrac{1}{2}|\nabla \phi|^2 = f(t) \qquad (II-2-8)$$

Daar we met een ζ te maken hebben die klein is t.o.v. de golflengte, mag de term $\frac{1}{2}|\nabla\phi|^2$ als 2e orde grootheid verwaarloosd worden, t.o.v de ander termen.
De funktie $f(t)$ kan in $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ worden opgenomen of nul worden gesteld, daar het een willekeurige funktie is. Als we op het oppervlak $p=0$ nemen dan gaat $(II-2-8)$ over in

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\zeta = 0 \qquad z=\zeta$$

Ontwikkelen van ζ in een Taylorreeks in $z=0$ geeft

$$\zeta = -\frac{1}{g}\left[\frac{\partial \phi}{\partial t}\right]_{z=0} - \frac{\zeta}{g}\left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial z}\right]_{z=0} - \frac{\zeta^2}{2g}\left[\frac{\partial^3 \phi}{\partial t \partial z^2}\right]_{z=0} + \ldots \qquad (II-2-9)$$

Lineariseren van bovenstaande vergelijking geeft

$$\zeta = -\frac{1}{g}\left[\frac{\partial \phi}{\partial t}\right]_{z=0} \qquad (II-2-10)$$

Kombinatie van $(II-2-6)$ en $(II-2-10)$ geeft de „Conditie van Poisson" aan het vrije oppervlak

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \qquad z=0 \qquad (II-2-11)$$

Resumerend:

Uit. 1. Konstante dichtheid $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ $\quad \nabla \vec{u} = 0$

2. Wervelvrij $\quad \nabla * \vec{u} = 0$ $\quad \vec{u} = \nabla \phi$

$\Big\}$ $\nabla^2 \phi = 0 \qquad (II-2-3)$

Uit. 3. $\vec{u} \perp$ 'opperv. nul $\quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \Big|_{z=-d}$

4. Diepte konstant $\quad d = C$

$\Big\}$ $\frac{\partial \phi}{\partial z}\Big|_{z=-d} = 0 \qquad (II-2-12)$

Uit. 1. Onsamendrukbaar $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ $\quad \nabla \vec{u} = 0$

2. Wervelvrij $\quad \nabla * \vec{u} = 0$

3. $\vec{u} \perp$ opperv. nul $\quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$

4. Volmaakte vloeistof $\quad \nu = 0$

5. Inwendig krachtv. cons. $\quad -\nabla \varphi = \vec{g}$

6. Amplitude $\ll$ golflengte $\quad a \ll L$

7 Op $z = \zeta$ is $\quad p|_{z=\zeta^-} = p|_{z=\zeta^+}$

$\Big\}$ $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (II-2-11)$

Dit zijn benaderingen die er van uitgaan dat de amplitudes klein zijn, Gezien het aantal meegenomen termen, geeft oplossing van dit stelsel ons een 1e orde benadering.

Daar een monochromatiese golf redelijk benaderd kan worden met een sinus vormig profiel, vooral op diep water, wordt een voortschrijdende sinusvormige oplossing gezocht, waarbij vorm en voortplantingssnelheid onveranderlijk zijn, b.v.

$$\zeta = a \cos(kx - \omega t) \qquad (II-2-13)$$

waarin $k = \frac{2\pi}{L}$ en ω de hoekfrequentie is.

De oplossing ϕ van het stelsel met het oppervlak ζ (zie form. II-2-13) is de snelheidspotentiaal

$$\phi = \frac{\omega a}{k} \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \sin(kx - \omega t) \qquad (II-2-14)$$

met als horizontale snelheid

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = u = \omega . a . \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \cos(kx - \omega t) \qquad (II-2-15)$$

en als vertikale snelheid

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = w = \omega . a \frac{\sinh k(d+z)}{\sinh kd} \sin(kx - \omega t) \qquad (II-2-16)$$

De dispersie relatie wordt als volgt afgeleid:
Substitutie van ϕ in de gelineariseerde relatie van (II-2-8)

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz \Big|_{z=0} = 0 \qquad (II-2-17)$$

geeft

$$\frac{p}{\rho g} = -z + \frac{\omega^2}{gk} . a \frac{\cosh k(d+z)}{\sinh kd} \cos(kx - \omega t)$$

Op het oppervlak wordt dit met (II-2-13)

$$\frac{p}{\rho g} = a \cos(kx - \omega t) \left\{ -1 + \frac{\omega^2}{gk} \frac{\cosh k(d+\zeta)}{\sinh kd} \right\}$$

met $\zeta \ll d$, zodat op het oppervlak alleen

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \qquad (II-2-18)$$

een druk $p=0$ op $z=\zeta$ mogelijk maakt.
Deze relatie vindt een zeer brede toepassing en staat bekend onder de naam <u>dispersie relatie</u>
De druk p volgt onmiddelijk uit (II-2-17)

$$\Delta p = p + \rho g z = \rho g a \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \cos(kx - \omega t) \qquad (II-2-19)$$

II - 3. Energie beschouwingen

Bij energie beschouwingen moeten we 2 facetten goed onderscheiden n.l..

a. Energie inhoud van een golf
b. Energie overdracht van een golf:

De energie inhoud kan weer worden gesplitst in de potentiële energie en de kinetiese energie inhoud. De potentiële energie is de benodigde energie om de vloeistof te deformeren en het oppervlak z'n gegolfde uiterlijk te geven, de kinetiese energie is nodig voor de beweging van de deeltjes.
Meer uitgebreide verhalen zijn te vinden in b.v. Lacombe [3] blz 230, Ippen [5] blz 51 en Lamb Art. 237.

a Potentiële energie.

Ten opzichte van het stilwater niveau, is de potentiële energie van een kolommetje water met hoogte $z = \zeta$

$$E_p' = \frac{1}{2} \cdot \rho g \zeta^2 . dx . dy$$

Per eenheid van oppervlak (b.v. m^2) en na middelen over de tijd met $\zeta = a\cos(kx - \omega t)$ krijgen we tot op 3e orde nauwkeurig

$$E_p = \frac{1}{4} \rho g a^2 \quad + + O(a^4) \qquad (II-3-1)$$

Kinetiese energie

Ook hier beschouwen we eerst een oppervlakje dxdy

$$dx.dy \int_{-d}^{\eta} \frac{1}{2}.\rho.\vec{u}^2 dz$$

Gemiddeld overde tijd en per eenheid van oppervlak wordt E_k tot 2e orde nauwkeurig

$$E_k = \int_{-d}^{0} \frac{1}{2} \rho \overline{(u^2+w^2)}\, dz$$

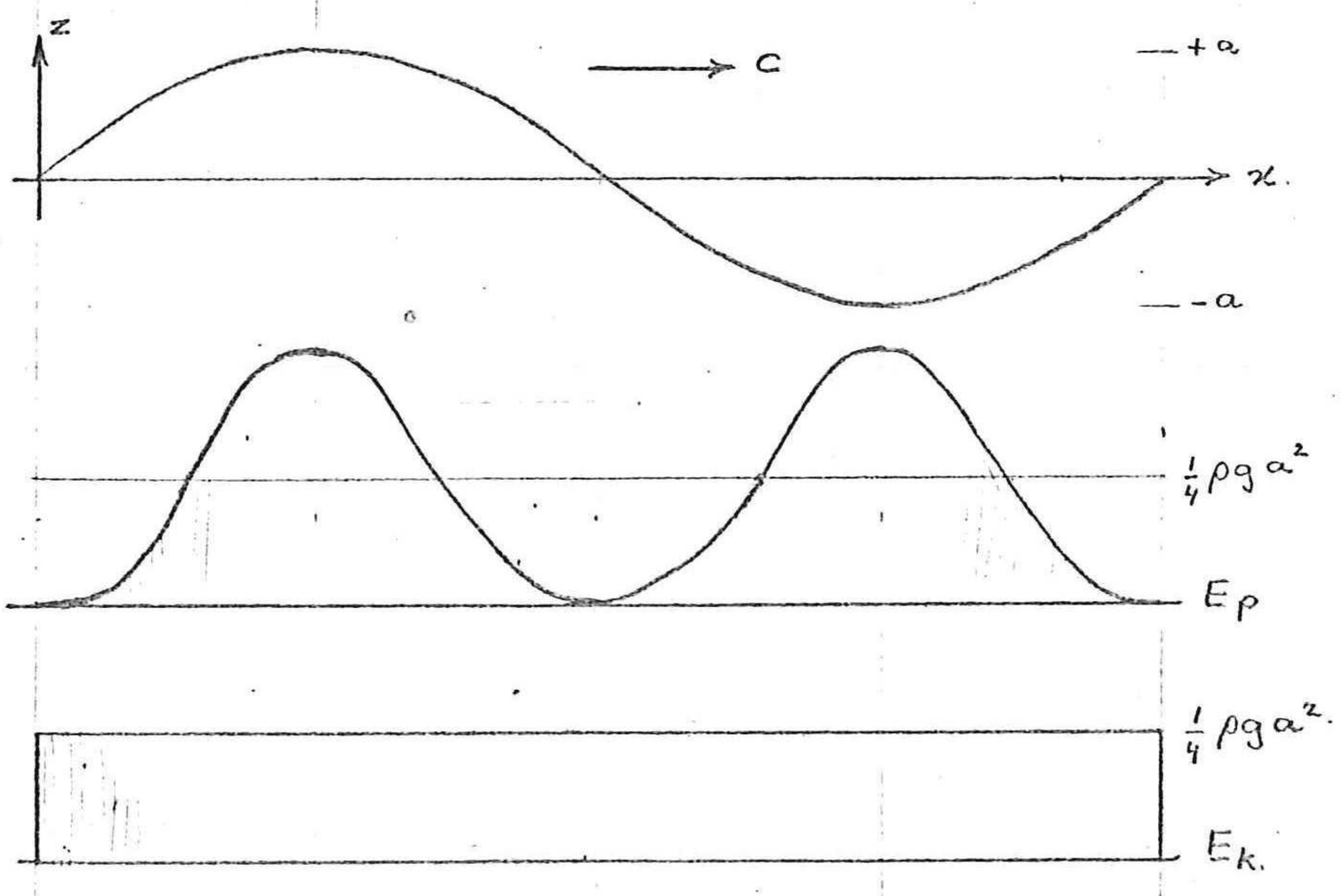
Na substitutie van de snelheden u en w uit de lineaire theorie (II-2-15,16) krijgen we tot 3e orde nauwkeurig

$$E_k = \frac{1}{4}\rho g a^2 + O(a^4) \qquad (II-3-2)$$

In diep water is de term (u^2+w^2) niet periodiek, zodat de kinetiese energie daar dus uniform verdeeld zal zijn over de golflengte.

De totale gemiddelde energie per eenheid van oppervlak is.

$$E_p + E_k = E = \frac{1}{2}\rho g a^2 + O(a^3) \qquad (II-3-3)$$



— Instantane energie verdeling op diep water — fig (II-3-1)

b Energie overdracht

Hier kunnen we 2 soorten van overdracht onderscheiden door een denkbeeldig vlak.

1e. transport van kinetiese en potentiele energie

2e. arbeid verricht door de druk.

Deze hoeveelheid gemiddeld over de tijd geeft.

$$P_x = \overline{\int_{-d}^{\zeta} \left(\tfrac{1}{2} \rho \vec{u}^2 + \rho g z + p \right) u \, dz}$$

Voorlopig tot in 2e orde nauwkeurig

$$P_x = \int_{-d}^{\zeta} \overline{\Delta p . u} \, dx$$

Met Δp en u uit de lineaire theorie wordt dit

$$P_x = \tfrac{1}{2} \rho g a^2 \left(\tfrac{1}{2} + \frac{kd}{\sinh 2kd} \right) . \frac{\omega}{k} = E . n . c + O(a^4) \qquad (II-3-4)$$

De overdracht van energie vindt dus plaats met een snelheid $n.c = c_g$. Deze snelheid is los van bovenstaand ook af te leiden uit de voortplantings-snelheid van golfgroepen.

zie Lamb [4] Art 236, Lacombe [3] blz 228.

II - 4 Terugkaatsing, diffraktie, shoaling en refraktie

In de voorafgaande paragrafen van dit hoofdstuk is steeds uitgegaan van golven in water met konstante diepte. In deze paragraaf zullen langkammige voortschrijdende golven worden bekeken in water met veranderlijke diepte.

Terugkaatsing.

Voor de omstandigheden, die we onderzoeken is de bodemhelling < 1:15, zodat we een effekt als de terugkaatsing buiten beschouwing kunnen laten, indien de golven niet te flauw zijn. Neem b.v. 1/100 als kleinste steilheid, dan wordt

$$\mathcal{F} = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H/L_o}} = \frac{0.06}{\sqrt{0.01}} = 0.6$$

en de daarbij behorende terugkaatsingscoëfficiënt $r = 0.04$ (zie grafieken in [1] blz 25), zodat verwaarlozing wel geoorloofd is

Diffraktie

Diffraktie is de verandering in golfvoortplanting door obstakels.
In het meetgebied in Egmond waren obstakels afwezig, maar er liggen wel banken voor de kust, in hoeverre hier t.p.v. de mui diffraktie optreedt, is onduidelijk.
We veronderstellen evenwel dat de beinvloeding door diffraktie klein is in de situatie bij Egmond.

Shoaling.

Voor het geval dat de golf de kust loodrecht nadert en dat de diepte en bodemhelling relatief weinig varieren binnen afstand gelijk aan de golflengte dan verandert de fasesnelheid, golflengte en golfhoogte bij verandering van de diepte.
De periode blijft constant bij afwezigheid van niet lineairiteiten. Uit de dispersie relatie (II-2-18) en

$$L = c.T \qquad (II-4-1)$$

volgt onmiddelijk

$$c = c_0 \tanh kd \qquad (II-4-2)$$

$$L = L_0 \tanh kd \qquad (II-4-3)$$

Hierbij is er van uitgegaan, dat bij een kleine bodemhelling alle betrekkingen tussen de plaatselijke grootheden dezelfde zijn, als voor golven in water met konstante diepte.
Voor de verandering van de golfhoogte beschouwen we de energiebalans in de richting van de golfstraal

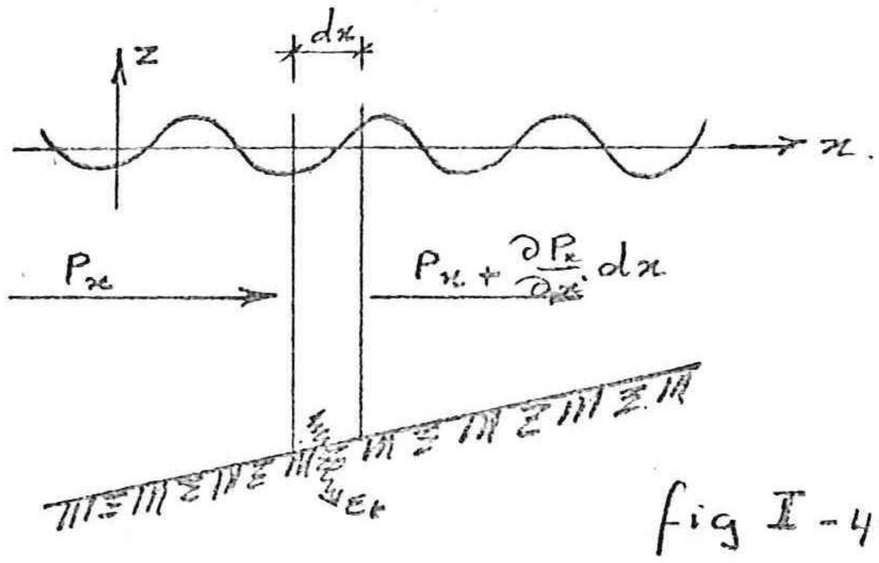


fig II-4-1

zodat

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} + \varepsilon_f = 0 \qquad (II-4-4)$$

Hierin is ε_f de energiedissipatie per eenheid van oppervlak en per seconde. Indien ε_f te verwaarlozen is buiten de brandingszone dan moet gelden

$$P_x = E.n.c = \text{konstant} \qquad (II-4-5)$$

Dat ε_t voor ons geval verwaarloosd kan worden kan men aannemelijk maken, doordat we veranderingen op korte afstand (< 1000 m) beschouwen, terwijl de ε_t juist door de ophoping, dus over lange afstand, uiteindelijk merkbaar wordt.

Refraktie

Refraktie betekent, dat de fase snelheid varieert langs de golfkam. De wet van Snellius zegt

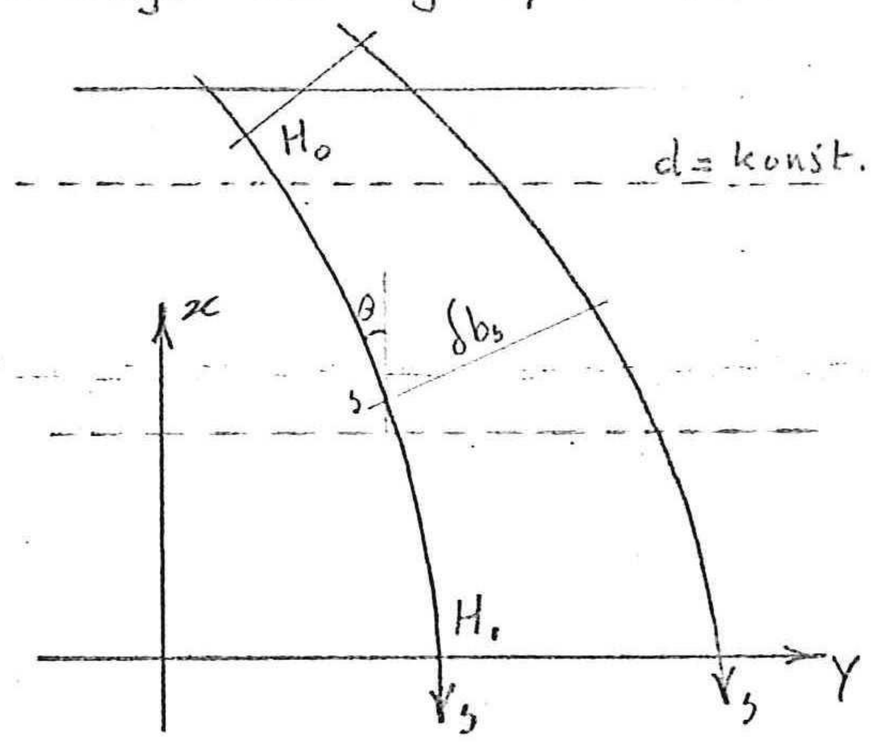


fig (II - 4 - 2)

$$\frac{\sin\theta}{c} = \text{konstant} \qquad (II - 4 - 6)$$

langs een golfstraal. Formule (II - 4 - 4) gaat voor dit geval over in

$$\frac{\partial P\, \delta b_s}{\partial s} + \varepsilon_t . \delta b_s = 0 \qquad (II - 4 - 7)$$

δb_s Is de $\perp$ afstand tussen 2 golfstralen (zie fig). Als we ook hier om dezelfde reden als boven de $\varepsilon_t \delta b_s$ verwaarlozen en verder de diepte-lijnen recht en // veronderstellen, dan wordt (II - 4 - 7), $\frac{\partial P\, \delta b_s}{\partial s} = 0$ of

$$P_x = E.n.c.\cos\theta = \text{konstant} \qquad (II - 4 - 8)$$

Uit (II - 3 - 3) volgt de praktiese formule voor H_1

$$H_1 = H_0 . \left(\frac{n_0 . c_0 . \cos\theta_0}{n_1 . c_1 . \cos\theta_1}\right)^{1/2} = H_0 . K_s . K_r \qquad (II - 4 - 9)$$

K_s = shoaling coëfficient
K_r = refraktie coëfficient
Meer uitgebreide informatie is te vinden in b.v. [1] blz 40, [2] blz 150, [3] blz 307.

II-5 Type brekende golven

De bedoeling van deze paragraaf is, om een soort indeling te geven van de soorten brekers, die op kunnen treden en tenslotte een brekerskriterium dat in dit verslag is gebruikt. Uit metingen blijkt dat dat de parameter ξ een rol zou kunnen spelen in het onderscheid tussen de verschillende brekers

$$\xi_b = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_b/L_o}} \qquad (II-5-1)$$

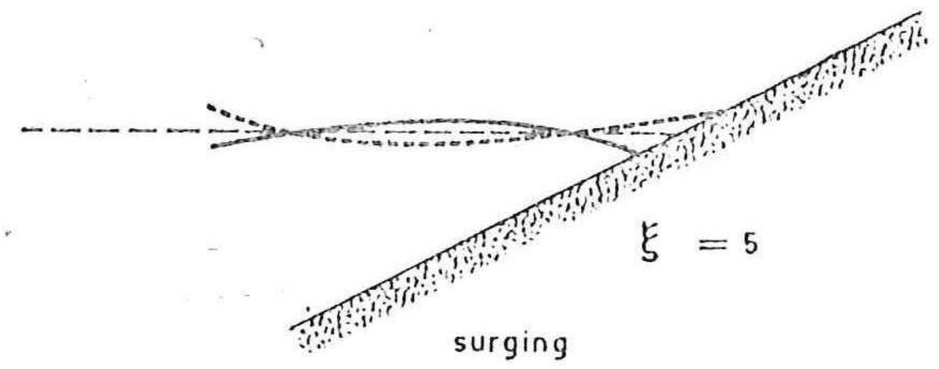
waarbij α de bodemhelling is en H_b de breker hoogte (zie fig II-5-1,2 uit [1].)
De voor ons belangrijke typen zijn spilling en plunging en treden op bij de volgende ξ waarden volgens de metingen van Galvin.

Spilling $\xi_b < 0.4$

Plunging $0.4 < \xi_b < 2.0$

Dat men met deze kriteria de nodige voorzichtigheid moet betrachten spreekt voor zich.
Als kriterium voor het ogenblik van breken van een „spilling" breker nemen we het moment dat voor het eerst schuim op de kam zichtbaar wordt.
Bij de „plunging" breker nemen we de meest zeewaarts gelegen positie van het optreden van enig verticaal voorvlak van de breker.

Deze bovenstaande kriteria zijn zo gekozen, omdat de meeste deskundigen bij de beschrijving van het breken van deze definities uit zijn gegaan.
Hierdoor kunnen bepaalde coëfficienten vergeleken of gebruikt worden.



Breaker types as a function of ξ.

fig II - 5 - 1

ξ	$\approx$ 0.1	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0
	breaking						no breaking
	spilling		plunging		collapsing/surging		
H_b/d_b	$\approx$ 0.8	1.0	1.1	1.2			
N*)	6-7	2-3	1-2	0-1	0-1		
r	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	4×10^{-1}	8×10^{-1}		
	absorption						reflection
	progressive wave						standing wave
	set-up predominant			run-up predominant			

*) number of waves in surf zone

fig II - 5 - 2

Als brekerskriterium nemen we ([17] blz 128) uitgaande van de formule van Miche

$$H_b = 0.14\, L \tanh. \frac{\gamma}{0.88} . k.D \qquad (II-5-2)$$

Hierin stelt γ de verhouding H_b/D_b voor en $D = d + \bar{\zeta}$.

II - 6 Brandingstroom t.g.v. regelmatige golven

In het volgende wordt getracht om met een minimum aan formules toch de essenties aan te geven, er worden geen uitwerkingen gepresenteerd, maar wel de gebruikte verwaarlozingen om tot de eind formule te komen.
In verband met de gebruikte Cartesiese tensor notatie worden de horizontale assen x_1 en x_2 genoemd en de vertikale z, terwijl de horizontale snelheden q_1 en q_2 worden. De richting van de x_1-as is in tegenstelling tot de vorige paragrafen willekeurig.
De totale snelheidsvector wordt nu $\vec{u} = (\vec{q}, w)$, en de gemiddelde hoogte van het vrije opperulak boven $z=0$, $\overline{\zeta}$, kan variëren.
De hieruolgende vergelijkingen worden gegeven voor een vast controle volume dus een Eulerse beschouwing (zie Battjes [1] blz 42 e.v.).
We veronderstellen dat,

1. De bodemhelling flauw is.
2. De langzaam veranderende voortschrijdende golven gesuperponeerd zijn op een zwakke bijna horizontale stroom
3. De veranderingen van golven en stroom optreden, op een lengte-schaal die groot is t.o.v. de golflengte, zo ook wat de veranderingen in de tijd betreft t.o.v de periode van de golf
4. Tijdgemiddelden worden genomen over een tijd die groot is t.o.v. de periode maar klein t.o.v de tijdschaal van de 3 genoemde veranderingen
5. De zwakke stroom geen effekt heeft op de golven.

Behoud van massa

Voor het contrôle volume wordt dit

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-d}^{\zeta} \rho \, dz + \frac{\partial}{\partial x_i}\int_{-d}^{\zeta} \rho q_i \, dz = \frac{\partial \rho D}{\partial t} + \frac{\partial M_i}{\partial x_i} = 0 \qquad (II-6-1)$$

met $D = d + \bar{\zeta}$ en $M_i = \int_{-d}^{\zeta} \rho q_i \, dz = M_i^c + M_i^w$ waarin M_i^c de bijdrage is van de gemiddelde stroom aan M_i en M_i^w de bijdrage van de golven aan M_i

$$M_i^c = \int_{-d}^{\bar{\zeta}} \rho \bar{q}_i \, dz = \rho D \tilde{u}_i \qquad (II-6-2)$$

$$M_i^w = \int_{-d}^{\bar{\zeta}} \overline{\rho q_i'} \, dz = \int_{\bar{\zeta}}^{\zeta} \overline{\rho q_i'} \, dz. \qquad (II-6-3)$$

Behoud van vertikale impulsie

Neem nu een controle volume met een horizontaal eenheids oppervlak vanaf een willekeurig niveau tussen bodem en vrij oppervlak.
Als de spanningen t.g.v. de moleculaire viscositeit worden verwaarloosd wordt de vergelijking

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{z}^{\zeta} \rho w \, dz^* + \frac{\partial}{\partial x_i}\int_{z}^{\zeta} \rho q_i w \, dz^* - \rho w_{(z)}^2 - p_{(z)} + \rho g(\zeta - z) = 0 \qquad (II-6-4)$$

Na middellen in de tijd en door veronderstelling 2 en 3 kunnen de eerste 2 termen worden verwaarloosd, zodat

$$\bar{p}_{(z)} = \rho g(\bar{\zeta} - z) - \rho \overline{w_{(z)}^2} \qquad (II-6-5)$$

Dit betekent dat de gemiddelde druk kleiner is dan de hydrostatiese druk. Ter plaatse van een vaste horizontale bodem wordt deze vergelijking

$$\bar{p}_B = \rho g(\bar{\zeta} + d) = \rho g D \qquad (II-6-6)$$

Behoud van horizontale impulsie

Beschouw een controle volume met een horizontaal eenheids oppervlak en vertikaal van de bodem tot boven het vrije opperulak. Als we de volgende effekten als te verwaarlozen aannemen.

6 Wrijving aan het vrije opperulak.
De diffusie $\int_{-d}^{\zeta} \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} dz$ zie [6]

8 Schuifspanningen op de zijvlakken.

dan wordt de formule

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-d}^{\zeta} \rho q_i \, dz + \frac{\partial}{\partial x_i}\int_{-d}^{\zeta} (\rho q_i q_j + p\,\delta_{ij})\, dz + \tau_i - p_B \cdot \frac{\partial d}{\partial x_i} = 0 \qquad (II-6-7)$$

δ_{ij} is de Kronecker delta en als volgt gedefinieert

$$\begin{aligned} \delta_{ij} &= 1 \quad \text{als} \quad i = j \\ &= 0 \quad \text{als} \quad i \neq j \end{aligned} \qquad (II-6-8)$$

De schuifspanning aan de bodem is τ_i. i
Met $U_i = \frac{M_i}{\rho D} = \frac{M_i^c + M_i^w}{\rho D} = \tilde{U}_i + \frac{M_i^w}{\rho D}$ en $q_i = \bar{q}_i + q_i'$
wordt (II-6-7) na middellen

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_j M_i + S_{ij}) + \overline{\tau_i} + \rho g D \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} = 0 \qquad (II-6-9)$$

waarin

$$S_{ij} = \int_{-d}^{\zeta} (\rho q_i q_j + p\,\delta_{ij})\, dz - \tfrac{1}{2}\rho g D^2 \delta_{ij} - \frac{M_i^w M_j^w}{\rho D} \qquad (II-6-10)$$

de bijdrage van de niet permanente stroom aan de gemiddelde horizontale flux van horizontale impulsie voorstelt ($[Nm/m^2]$)
De bijdrage van de golven aan S_{ij} wordt de „Radiation Stress" genoemd door o.a. Longuet-Higgins.
In een 2e orde benadering voor de „Radiation Stress" in voortschrijdende golven kunnen we de volgende termen van hogere orde verwaarlozen,

zoals: 9 $\dfrac{M_i^w \cdot M_j^w}{\rho D} \approx 0$. (II-6-11)

10 $\overline{\int_{\bar{\zeta}}^{\zeta} \rho q_i' q_j' \, dz} \approx 0$. (II-6-12)

11 benader de druk p tussen $\bar{\zeta} < z < \zeta$ door een hydrostatiese

Dan wordt

$$S_{ij} = \int_{-d}^{\bar{\zeta}} (\rho \overline{q_i' q_j'} - \overline{w^2} \delta_{ij}) \, dz + \tfrac{1}{2} \rho g \bar{\zeta}^2 \delta_{ij} \qquad (II-6-13)$$

Met behulp van de lineaire theorie en als de golfstraal een hoek θ met de x_1-as maakt worden de verschillende componenten.

$$S_{11} = (n \cos^2\theta + n - \tfrac{1}{2}) E \qquad (II-6-14)$$

$$S_{21} = S_{12} = (n \sin\theta \cos\theta) E \qquad (II-6-15)$$

$$S_{22} = (n \sin^2\theta + n - \tfrac{1}{2}) E \qquad (II-6-16)$$

Als we veronderstellen dat het stroombeeld kwasi permanent en kwasi 2 dimensionaal is en het strand bestaat uit rechte, evenwijdig aan de x_2-as lopende diepte lijnen (zie fig.), dan reduceert vergelijking (II-6-1) tot.

$$\frac{dM_1}{dx_1} = 0 \quad \text{ofwel} \quad M_1 = \text{Constant} = 0 \qquad (II-6-17)$$

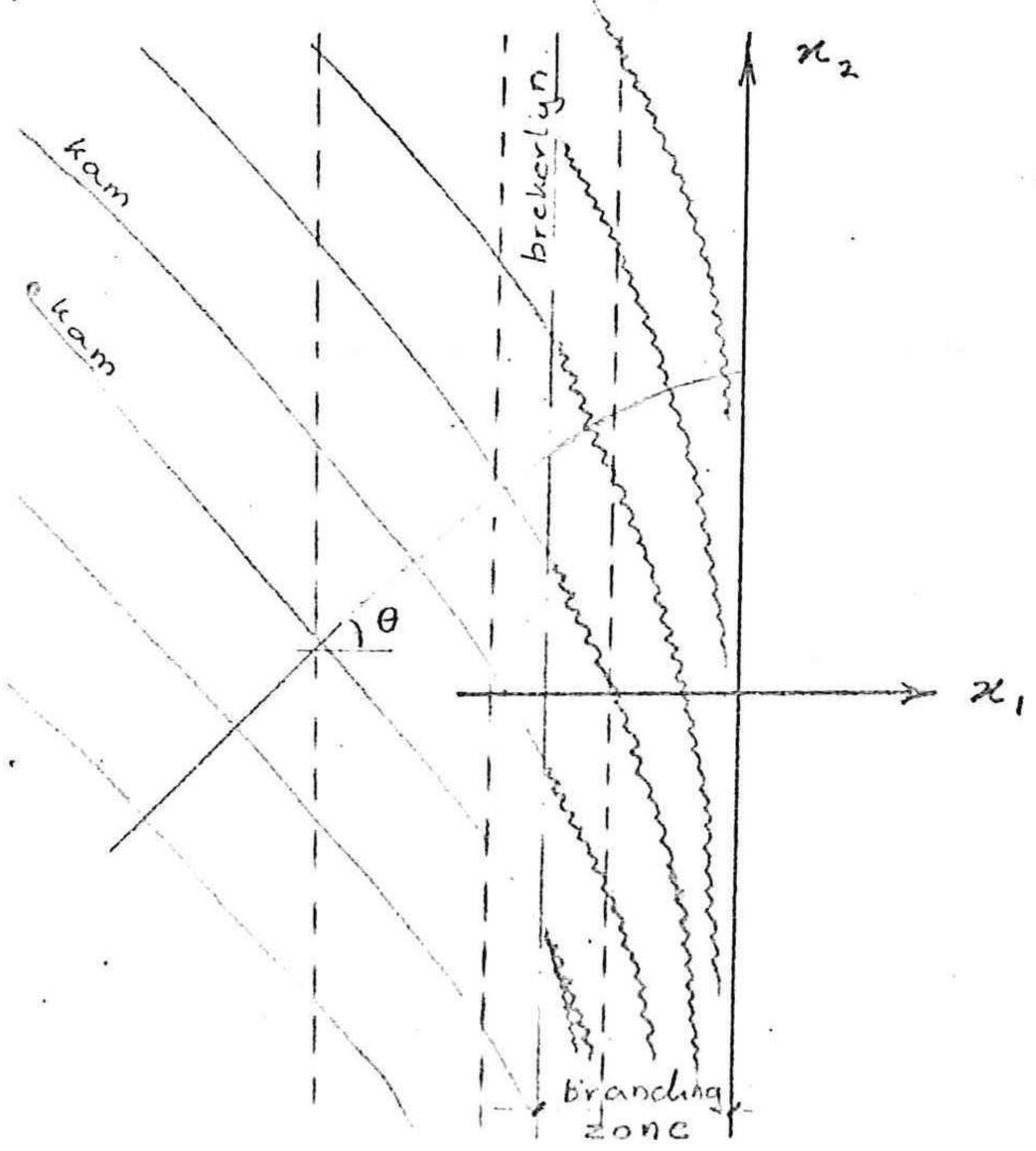


fig II-6-1

En uit (II-6-9) volgt dan onmiddellijk.

$$\frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} + \overline{\tau}_i + \rho g D \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_i} = 0 \qquad (II-6-18)$$

Daar opzet berekeningen en metingen niet in dit afstudeerwerk zijn gemaakt zullen we dit facet overslaan en ons uitsluitend beperken tot de brandingsstroomsnelheden, welke worden opgewekt door de afname van S_{12} in de x_1-richting t.g.v. breking. Met de aangenomen evenwijdige dieptè lijnen geldt dus.

$$\frac{d S_{12}}{dx_1} + \overline{\overline{\tau}}_2 = 0 \qquad (II-6-19)$$

De schuifspanning is via verwaarlozingen, die in de hiervolgende paragraaf besproken zullen worden voor te stellen door

$$\overline{\overline{\tau}}_2 = \frac{2}{\pi} \cdot c_f \cdot \rho \cdot \hat{q}' \cdot V \qquad (II-7-4)$$

Met S_{12} uit (II-6-15) is nu V, de brandingsstroomsnelheid, te berekenen. Door beide termen te benaderen met o.a. $m_0 = -\frac{dD}{dx_1}$, $n \approx 1$, $\cos\theta \approx 1$ $c \approx \sqrt{gD}$ en $\hat{q}' = \frac{1}{2} \gamma \sqrt{gD}$ met $\gamma = H/D$, krijgen we snelheden vanaf de brekerlijn

$$V = \frac{5\pi}{16} \cdot \frac{\gamma \cdot m_0}{c_f} \cdot \sin\theta_b \sqrt{\frac{g}{D_b}} \cdot D \qquad (II-6-20)$$

Op een vlak strand wordt dit zoals is aangegeven in fig II-6-2

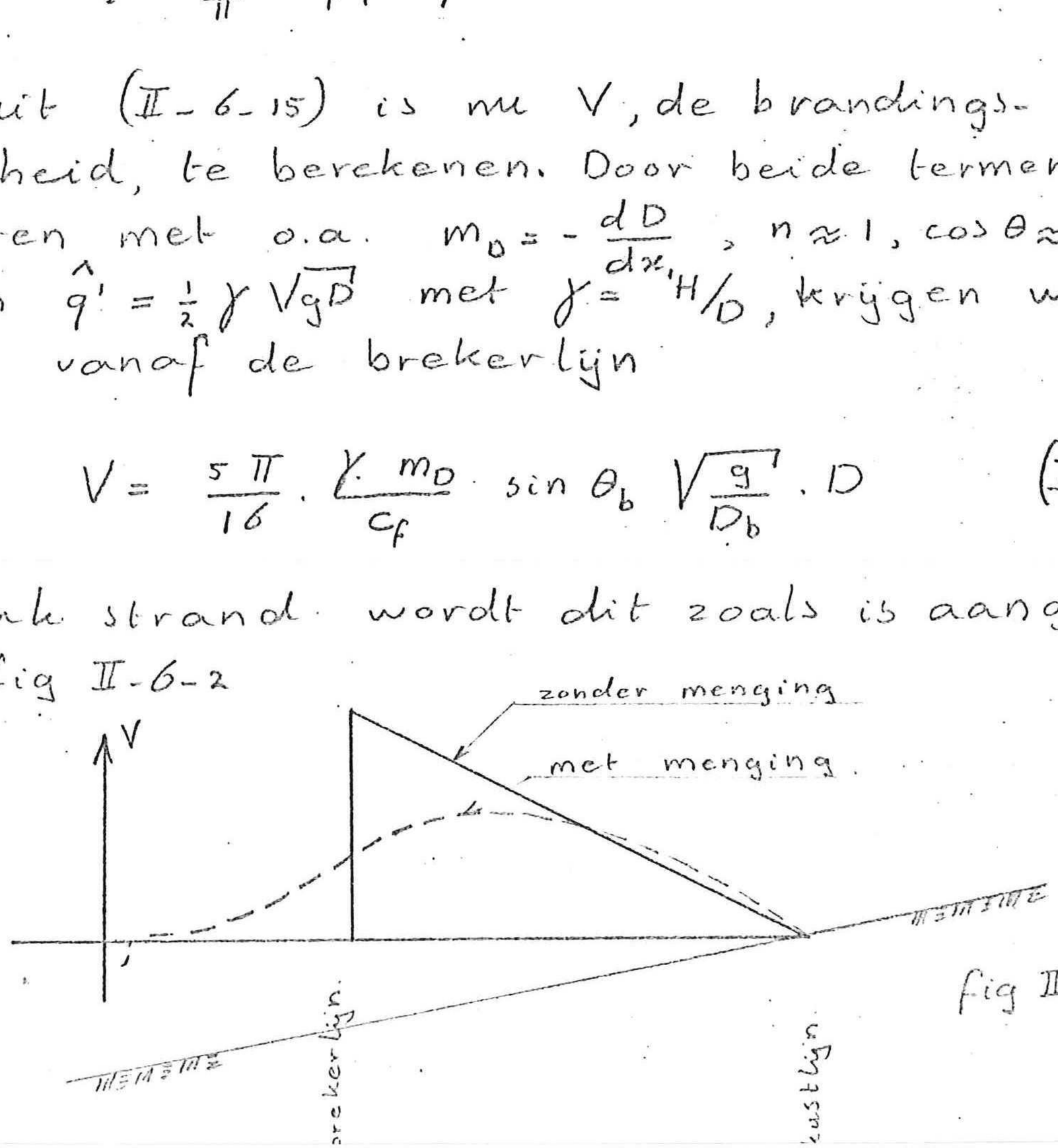


fig II-6-2.

II-7 Schuifspanning aan de bodem.

Bij de bepaling van de bodem weerstand gebruiken we de veronderstelling van Thornton, Longuet-Higgins en Bakker, dat de momentane schuifspanning aan de bodem gegeven is door

$$\vec{\tau} = c_f \cdot \rho \cdot \vec{u} \, |\vec{u}| \qquad (II-7-1)$$

Er van uitgaande, dat w naar nul gaat bij de bodem, wordt de over de tijd gemiddelde schuifspanning in de x_2-richting

$$\bar{\tau}_2 = c_f \cdot \rho \cdot \overline{q_2 \, |\vec{q}|} \qquad (II-7-2)$$

Indien de brandingsstroomsnelheid klein is t.o.v de orbitale snelheid en de turbulente snelheid verondersteld wordt geen bijdrage tot de absolute waarde te leveren, kunnen we $|\vec{q}|$, als we een sinusvormige variatie aannemen, benaderen door $|\hat{q}' \sin \omega t|$.
Nu is $q_2 = \bar{q}_2 + \hat{q}_2' \sin \omega t + \tilde{\tilde{q}}_2$ ($\tilde{\tilde{q}}_2$ is de turbulente snelheid in de x_2-richting.), zodat

$$\bar{\tau}_2 = c_f \cdot \rho \, \overline{(\bar{q}_2 + \hat{q}_2' \sin \omega t + \tilde{\tilde{q}}_2) \, |\hat{q}' \sin \omega t|} \qquad (II-7-3)$$

Daar $\bar{q}_2 = V$, $\overline{\hat{q}_2' \sin \omega t \, |\hat{q}' \sin \omega t|} = 0$ en we aannemen dat $\overline{\tilde{\tilde{q}} \, |\hat{q}' \sin \omega t|} \approx 0$ wordt (II-7-3)

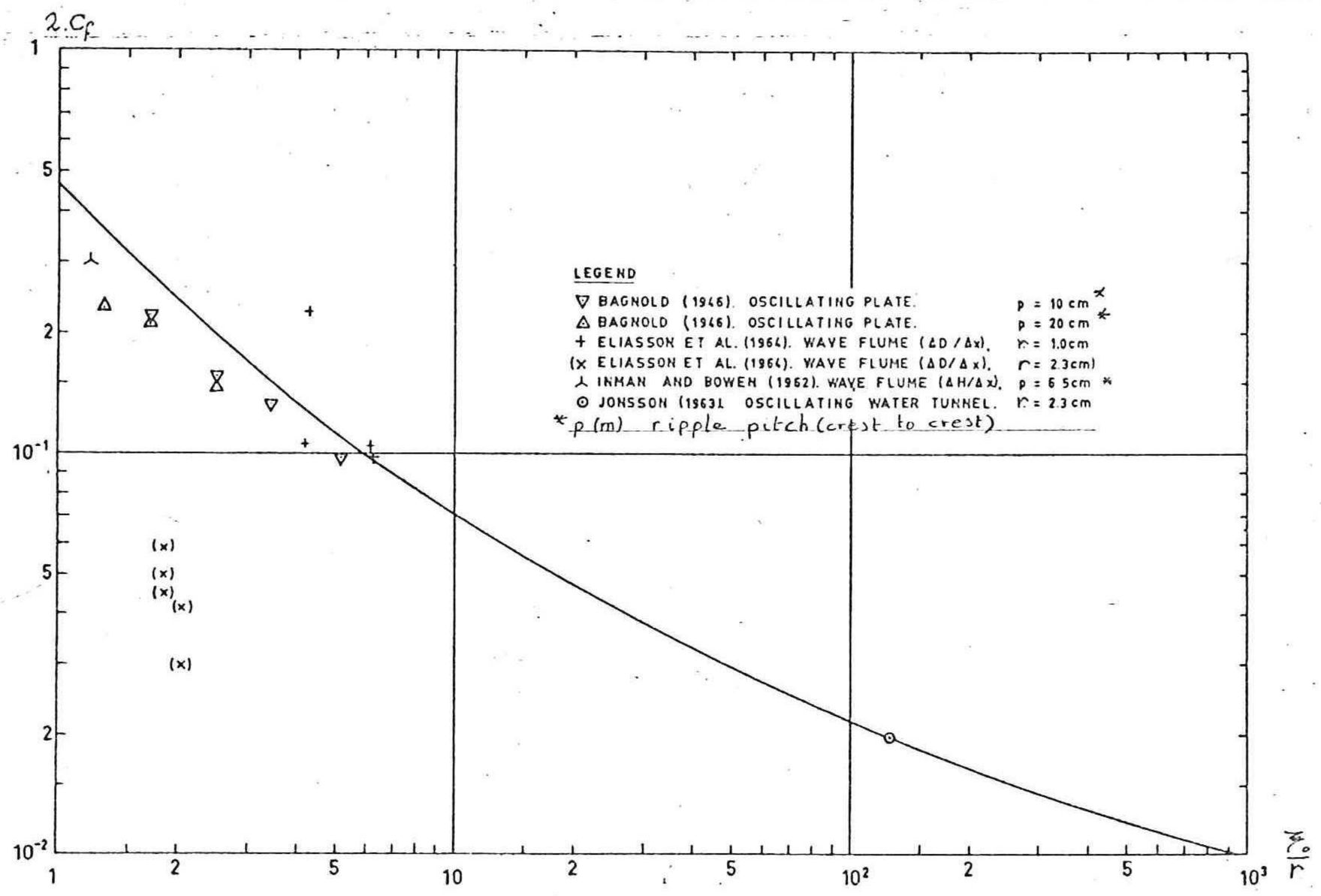
$$\tau_2 = \frac{2}{\pi} \cdot c_f \cdot \rho \cdot V \cdot \hat{q}' \qquad (II-7-4)$$

Nu rest nog de vraag hoe we de c_f uit moeten rekenen of empiries bepalen.
Daar we te maken hebben met een overheersende golf met daarop gesuperponeerd een

relatief zwakke stroom, zullen we uitgaan van de semi-empiries gevonden uitdrukking voor c_f van Jonsson. [7]. voor golven zonder stroom. Voor een hydraulies ruwe grenslaagstroming is deze uitdrukking

$$\frac{1}{4\sqrt{2c_f}} + \log \frac{1}{4\sqrt{2c_f}} = -0.08 + \log \frac{F_o}{r}, \qquad (II-7-5)$$

Hierin is F_o de amplitude van de uitwijking van een deeltje bij de bodem volgens de lineaire theorie. en r de diameter van de equivalente Nikuradse ruwheid van de bodem..



Measured wave friction factors in the rough turbulent regime. [7]

fig II-7-1

II - 8. Beschrijving van onregelmatige golven

De tot nu toe beschreven regelmatige golven, komen in de natuur zelden of nooit voor, vandaar dat we voor een meer realistiese beschrijving gebruik moeten maken van een waarschijnlijkheidsbeschouwing. Het valt buiten het kader van dit rapport om hier een uitputtende beschouwing over te geven, slechts de in de volgende hoofdstukken nodige formules zullen worden gegeven met de daarbij behorende aannamen. Meer uitgebreide informatie is te vinden in Bendat & Piersol [9], Robson [10] en Battjes [12].

Het optreden van een gaussies proces volgt uit de centrale limiet stelling. Deze stelling geldt voor een proces dat te beschouwen is als de som van een groot aantal stochastiese variabelen met een willekeurige kans-dichtheidsfunktie (k.d.f) terwijl deze variabele stochasties onafhankelijk zijn en geen ervan overheersend is.
Door het dispersieve karakter van de golfvoortplanting en de grootte van de windvelden zal bij voldoend grote afstand van het veld, zowel aan de eis van onafhankelijkheid, als aan die van het grote aantal zijn voldaan, wat de twee zwaarste eisen zijn.
In het hiervolgende zullen we veronderstellen dat de door ons beschouwde processen naast gaussies ook stationair zijn, in het tijdsinterval van de meting en verder dat de tijdsgemiddelden met een kans één hetzelfde resultaat opleveren als de ensemble gemiddelden. Het proces is dan ergodies gaussies.

Stochastiese processen in één dimensie

Een model wat goed aan de op de vorige blz. gegeven beschrijving voldoet, is afkomstig van Rice en heeft vele toepassingen gevonden.

$$Z_t = \sum_{j=1}^{n} a_j \cos(\omega_j t + \underline{\Psi}_j) \qquad \omega_j > 0 \qquad (\text{II}-8-1)$$

Daar $\underline{\Psi}_j$ onafhankelijke random variabelen zijn met een uniforme k.d.f. op het interval $(-\pi, \pi)$ is dit proces stationair en daar verder $\omega_j \neq 0$ moet het proces ook ergodies zijn.
De gemiddelde waarde μ is nul omdat $\omega_j \neq 0$
De autokovariantie is onafhankelijk van t en wordt

$$C(\tau) = \sum_{j=1}^{n} \tfrac{1}{2} a_j^2 \cos(\omega_j \tau) \quad , \qquad (\text{II}-8-2)$$

de variantie

$$C(0) = \sigma^2 = \sum_{j=1}^{n} \tfrac{1}{2} a_j^2 \quad , \qquad (\text{II}-8-3)$$

en het spektrum

$$S(\omega) = \sum_{j=1}^{n} \tfrac{1}{2} a_j^2 \, \delta(\omega - \omega_j) \qquad (\text{II}-8-4)$$

waarin δ de Dirac delta funktie is.
Als we $n \to \infty$ laten gaan zal dit diskrete spektrum overgaan in een kontinu spektrum, zodat

$$\lim_{\substack{n\to\infty \\ \omega_j = \omega}} \sum^{\omega+d\omega} \tfrac{1}{2} a_j^2 = S(\omega)\, d\omega \qquad (\text{II}-8-5)$$

en zal het model (II-8-1) ook gaussies worden.
Met de nu bekende $\mu = 0$ en σ^2 kan de kansdichtheids verdeling van deze realisatie beschreven worden door

$$f(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \qquad (\text{II}-8-6)$$

De na overgang in de limiet verkregen spektrale dichtheid S(ω)

kan worden beschouwd als de bijdrage aan de variantie van ζ_t per eenheid van frequentie.

Stochastics proces in 2 ruimte dimensies

Analoog aan het vooraf gaande model van Rice kunnen we ook het zee-opperulak beschrijven. Dan heeft elke komponent naast een eigen frequentie en amplitude ook nog een eigen richting.

$$\zeta(x,y,t) = \sum_{j=1}^{n} \sum_{l=1}^{m} a_{jl} \cos(w_j t - k_j . x . \cos\theta_l - k_j . y . \sin\theta_l - \underline{\psi}_{jl}) \qquad (II-8-7)$$

Ook hier zijn de fasen $\underline{\psi}_{jl}$ weer onafhankelijke random variabelen en de w en de k zijn via de dispersie relatie afhankelijk van elkaar.
Analoog vinden we voor $n \to \infty$ en $m \to \infty$ dat

$$\sum_{w_j=w}^{w+dw} \sum_{\theta_l=\theta}^{\theta+d\theta} \tfrac{1}{2} a_{jl}^2 \longrightarrow G(w,\theta)\, dw\, d\theta \qquad (II-8-8)$$

waarin $G(w,\theta)$ het 2-dimensionale spektrum is met als variantie

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} G(w,\theta)\, dw\, d\theta \qquad (II-8-9)$$

De relatie tussen $S(w)$ en $G(w,\theta)$ is als volgt

$$G(w,\theta) = S(w)\, D(w,\theta) \qquad (II-8-10)$$

en

$$S(w) = \int_{-\pi}^{\pi} G(w,\theta)\, d\theta \qquad (II-8-11)$$

waarin $D(w,\theta)$ het richtingenspektrum is. Vrij algemeen in gebruik hiervoor is, het van w onafhankelijke spektrum, $D_2(\theta;w)$, gegeven door

$$D_2(\theta;\omega) = B_2(\cos\theta)^m \qquad |\theta| < \frac{\pi}{2} \qquad (II-\delta-12)$$
$$= 0 \qquad \text{anders.}$$

met

$$B_2 = \{I(m)\}^{-1} \qquad (II-\delta-13)$$

$$I(m) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^m\theta \, d\theta = \sqrt{\pi}\,\frac{\Gamma(\frac{1}{2}m+\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{2}m+1)} \qquad m>-1 \quad (II-\delta-14)$$

met $\Gamma(..)$ als gamma funktie zie Dwight [11]. blz. 209. De onderzoekers St. Denis en Pierson nemen $m=2$ en The International Ship Structures Congress Comittee on Environmental Conditions aduiseert $m=4$. Zoals te zien is geeft verhogen van de m een smaller worden van het richtingen spektrum, terwijl het opperulak onder de kromme steeds 1 blijft. (zie fig (II-δ-1)).

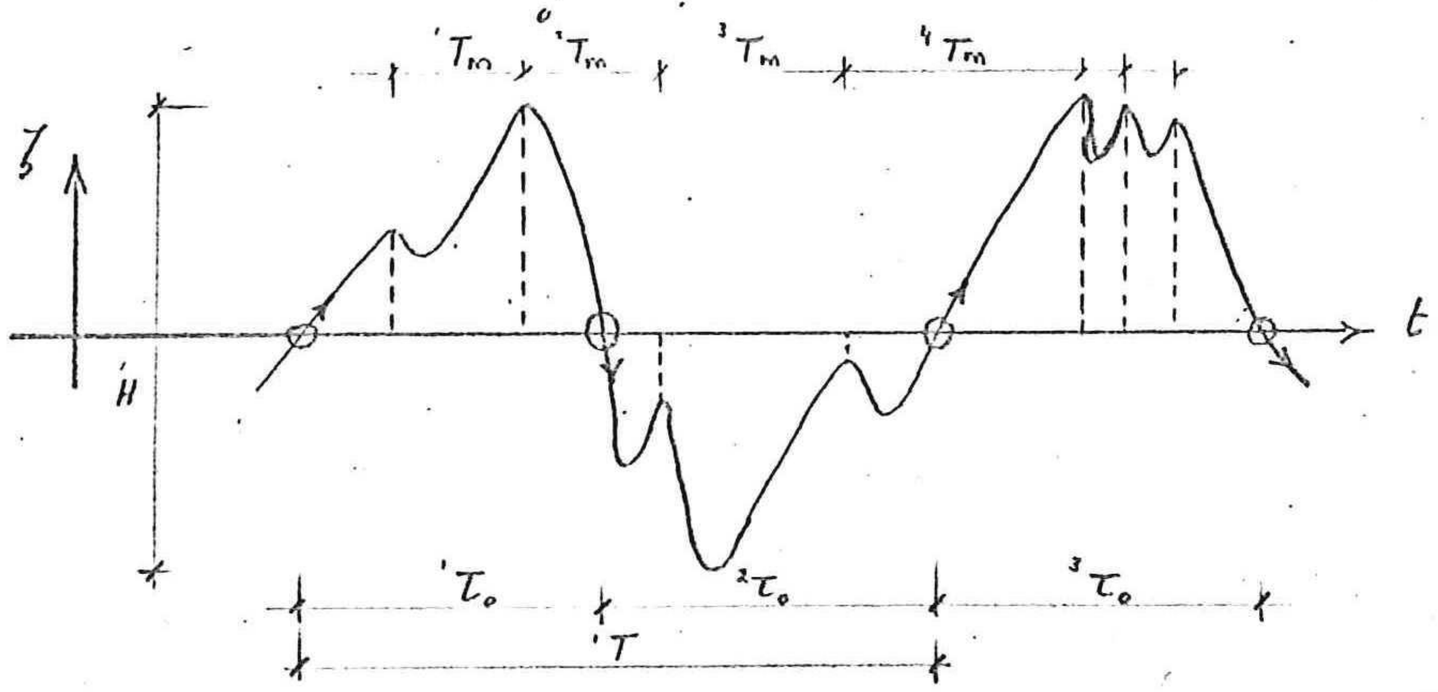
Statistiese eigenschappen van golven in een vast punt

Deze eigenschappen worden over het algemeen uitgedrukt in de momenten van het spektrum om $\omega=0$, dus

$$m_j = \int_0^\infty \omega^j \, S(\omega)\, d\omega \qquad (II-\delta-15)$$

en b.v.

$$m_0 = \int_0^\infty S(\omega)\, d\omega$$



opgaande nuldoorgang

neergaande nuldoorgang

fig (II-δ-2)

GRAFIEK $I(m)^{-1} \cdot \cos^m\theta \quad |\theta| < \frac{\pi}{2}$

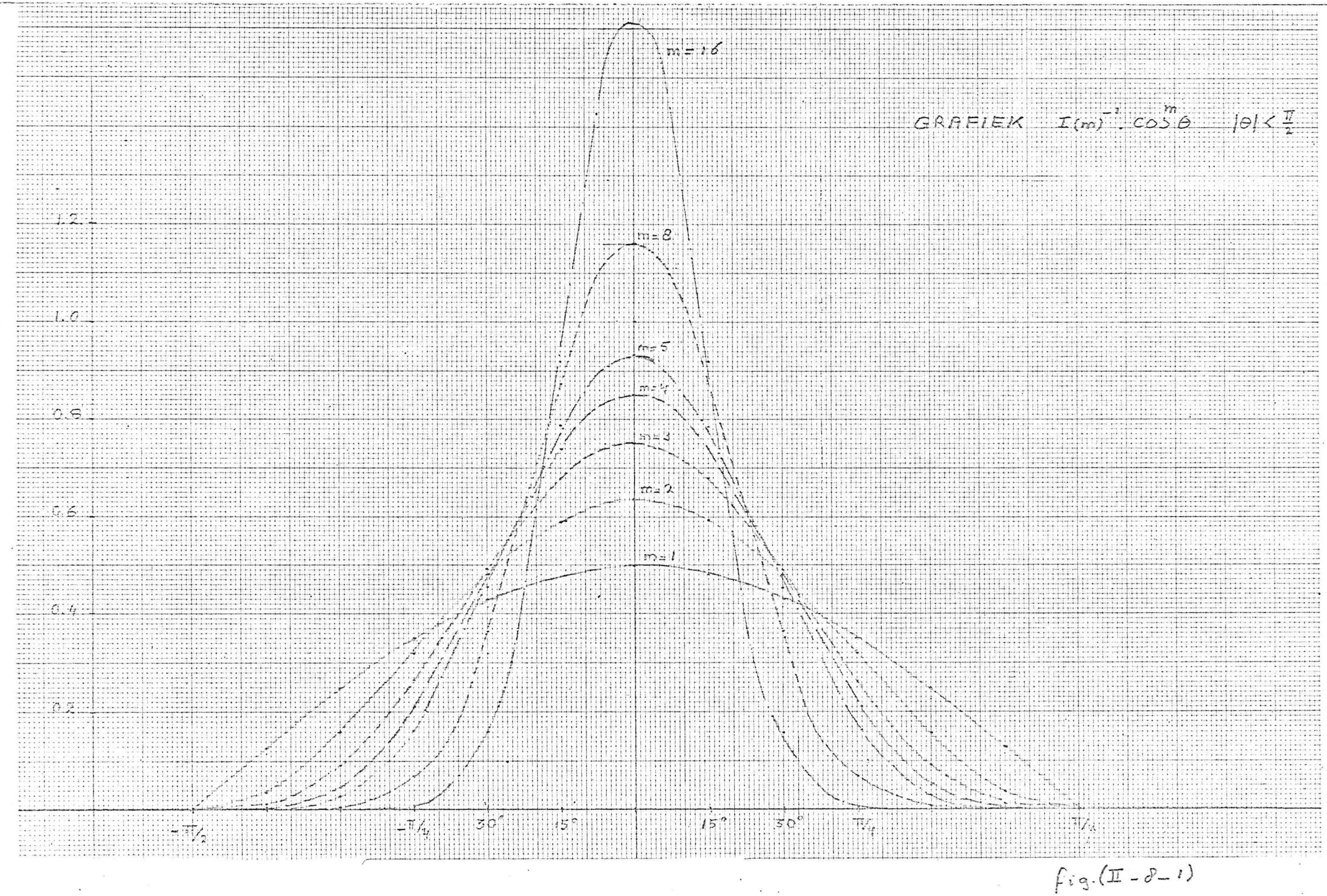


fig. (II - 8 - 1)

De gemiddelde nuldoorgang periode T (zie fig II-8-2) wordt

$$\overline{T} = E(\underline{T}') = 2\pi\sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \qquad (II-8-16)$$

Een andere belangrijke parameter is ν gedefinieerd als (II-8-17) Deze zegt iets over de breedte van het spektrum Bij een smal spektrum is het aantal maxima gelijk aan het aantal opwaartse nuldoorgangen omdat we te maken hebben met een gemoduleerde sinus. De ν is dan één. Bij een breed spektrum daarintegen is het aantal maxima per tijdseenheid vele malen groter dan het aantal nuldoorgangen, zodat $\nu \approx 0$. is.

$$\nu = \frac{\overline{T}_m}{\overline{T}} = \frac{m_2}{(m_0 m_4)^{1/2}} \qquad (II-8-17)$$

Voor de verdeling van de maxima bij een smal spektrum geldt de Rayleigh verdeling Als we evenwel de golfhoogte definiëren als het maximale verschil in hoogte tussen 2 opgaande nuldoorgangen (zie 'H fig(II-8-2)) dan behoeven niet zulke zware eisen te worden gesteld aan de breedte van het spektrum, terwijl dan evengoed voor de verdeling van 'H de Rayleigh verdeling opgaat.

$$Pr\{\underline{H} < H\} = F(H) = 1 - e^{-\frac{\pi}{4}(H/\overline{H})^2} \quad H \geq 0$$
$$= 0 \quad H < 0 \qquad (II-8-18)$$

met

$$\overline{H} = E(\underline{H}) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \sqrt{m_0} \qquad (II-8-19)$$

$$H_{rms} = [E\{\underline{H}^2\}]^{1/2} = 2\sqrt{2}\sqrt{m_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\overline{H} \qquad (II-8-20)$$

$$H_{1/3} \approx 1.41\, H_{rms} \approx 4\sqrt{m_0} \qquad (II-8-21)$$

Zolang het water niet te ondiep is blijken deze formules goed te voldoen, terwijl ze volledig bepaald zijn door de te meten variantie.

II-9. Radiation Stress in onregelmatige golven.

Battjes [1] blz. 106 e.v.

Voor de bepaling van deze spanning moeten 2 gebieden worden onderscheiden en wel in en buiten de brandingszone. (zie fig II-6-1). Buiten de brandingszone is het proces min of meer lineair, zodat via refraktie, shoaling en zo nodig energie dissipatie in de grenslaag de radiation stress als funktie van de afstand uit de kust berekend kan worden.
In de brandingszone is het proces echter niet-lineair en daar zal dus van wat grover geschut gebruik moeten worden gemaakt om toch nog een schatting van deze spanning te geven, als funktie van de afstand uit de kust.

Radiation Stress buiten de brandingszone

De berekende S_{ij} (form. II-6-13) is de radiation stress voor één enkele komponent met één bepaalde ω en θ, als we uitgaan van het wateroppervlak, zoals voorgesteld in (II-8-7). Er wordt verder verondersteld dat het golfveld naast stationair ook homogeen is. Uit deze homogeniteit volgt dat

$$G(\omega,\theta)\,.\,G(\omega,\theta+\pi)=0 \qquad \forall(\omega,\theta) \qquad (II-9-1)$$

Hieraan wordt voldaan als het richtingenspektrum b.v. alleen ongelijk nul is op $(+\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2})$, zoals $D_2(\theta,\omega)$ in (II-8-12). Als de snelheden uit de lineaire theorie worden gesubstitueerd in de termen van (II-6-13) dan kunnen $\overline{q_i q_j}$, $\overline{w^2}$ en $\overline{\zeta^2}$ worden uitgedrukt in het 2-dimensionale spektrum $G(\omega,\theta)$.

Populair gezegd, komt het hierop neer, dat elke komponent wordt gewogen met de bijdrage die hij levert aan de totale variantie van $\zeta(x,y,t)$.
Na uitwerken van het bovenstaande wordt

$$S_{ij} = \rho g \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \{ n\, e_i e_j + (n - \tfrac{1}{2})\, \delta_{ij} \}\, G(\omega,\theta)\, d\omega\, d\theta \qquad (II-9-2)$$

met

$$(e_1, e_2) = \cos\theta, \sin\theta$$

Als een dubbel overstreepte funktie een gemiddelde betekent over frequentie en richting, of in formule

$$\overline{\overline{f(\omega,\theta)}} = \frac{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} f(\omega,\theta)\, G(\omega,\theta)\, d\omega\, d\theta}{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} G(\omega,\theta)\, d\omega\, d\theta}, \qquad (II-9-3)$$

dan worden de verschillende komponenten van S_{ij}

$$S_{11} = E\left(\overline{\overline{n\cos^2\theta}} + \bar{\bar{n}} - \tfrac{1}{2}\right) \qquad (II-9-4)$$

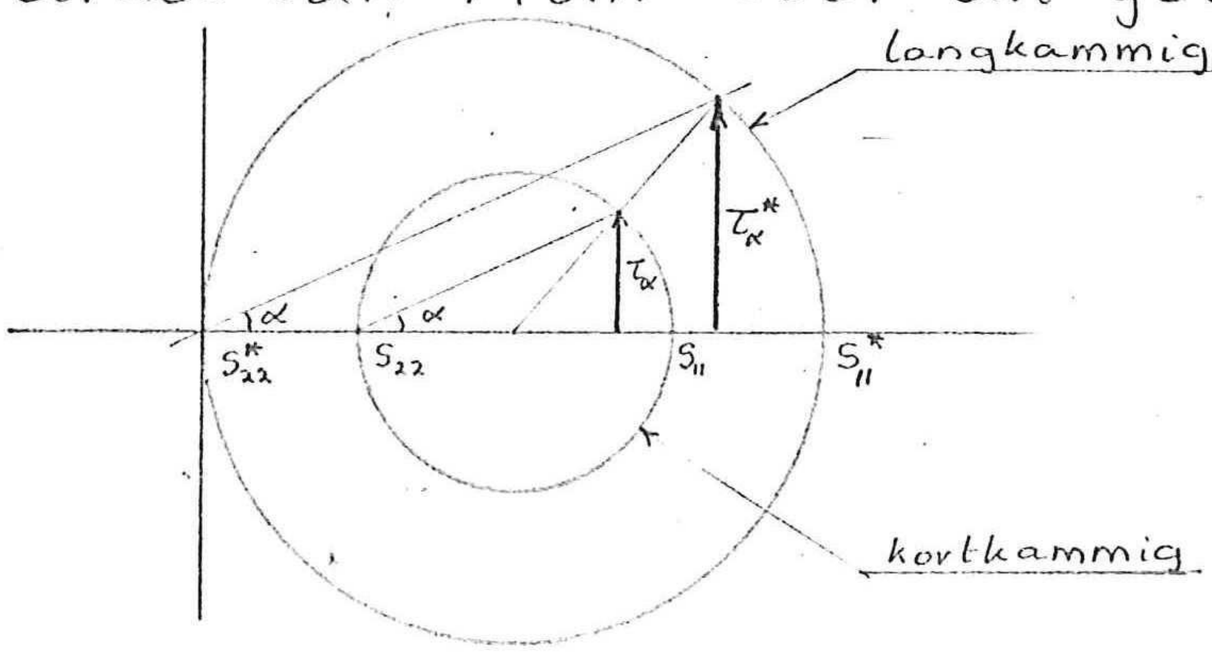
$$S_{22} = E\left(\overline{\overline{n\sin^2\theta}} + \bar{\bar{n}} - \tfrac{1}{2}\right) \qquad (II-9-5)$$

$$S_{21} = S_{12} = E\left(\overline{\overline{n\sin\theta\cos\theta}}\right) \qquad (II-9-6)$$

Numeriek betekent deze dubbele streep, dat, voor m=2 in form. (II-8-12), dus.

$$D_2(\theta;\omega) = I_{(2)}^{-1} \cos^2\theta \qquad (II-9-7)$$

de S_{12}, uitgaande van de foutieve gedachte dat de golven langkammig zijn (zie form. II-6-15), met 100% overschat wordt in <u>diep</u> water.
De cirkel van Mohr voor dit geval wordt



* → langkammig. $\tau_\alpha^* = S_{12\alpha}^*$

fig II-9-1

Dat de S_{12} met 100% wordt overschat is te zien, (Battjes [1] blz 111 e.v.), door de relatieve fout van S_{12} te bekijken

$$A = \frac{S_{12\alpha}^{*} - S_{12(\alpha)}}{S_{12\alpha}}$$

met

$$S_{12}^{*} = \frac{1}{2}\left(S_{11}^{*} - S_{22}^{*}\right) \sin 2\alpha$$

en

$$S_{12} = \frac{1}{2}\left(S_{11} - S_{22}\right) \sin 2\alpha$$

zodat

$$\Delta = \frac{\frac{1}{2}\sin 2\alpha \left\{ S_{11}^{*} - S_{11} + S_{22} - S_{22}^{*} \right\}}{\frac{1}{2}\sin 2\alpha \left\{ S_{11} - S_{22} \right\}} =$$

$$\Delta = \frac{2 n \sin^2\theta}{n - 2n\sin^2\theta}$$

in diep water waar $n = \frac{1}{2}$ en onafhankelijk van de periode, wordt dit

$$\Delta = \frac{2\sin^2\theta}{1 - 2\sin^2\theta}$$

Voor de richtingen spreiding zoals in (II_8_12,13,14) wordt

$$\sin^2\theta = \frac{\int_0^{\infty}\left\{\int_{-\pi}^{\pi} \sin^2\theta \; D(\theta;\omega)\, d\theta\right\} S(\omega)\, d\omega}{\int_0^{\infty} S(\omega)\, d\omega} = \frac{1}{(m+2)}$$

voor $m=2$ wordt dit 0.25 zodat Δ overgaat in.

$$\Delta = \frac{2 \cdot \frac{1}{4}}{1 - 2 \cdot \frac{1}{4}} = 1$$

Dit betekent, dus dat de langkammige S_{12} tweemaal zo groot is als de kortkammige

Radiation Stress in de brandingszone

Zoals reeds opgemerkt in de inleiding van deze paragraaf, moet hier wat grover te werk worden gegaan, zonder de realiteit te veel geweld aan te doen. Het rekenmodel hiervoor door Battjes voorgesteld is als volgt.
Voorlopig wordt verondersteld dat het spectrum smal is, zowel voor wat betreft de frequenties als de richting. Elk kolommetje $G(w_i, \theta_j)\, dw\, d\theta$ wordt via shoaling en refraktie een stap naar binnen gebracht, zodat $G_f(w_i, \theta_p)$ ontstaat. Integreren van deze geeft

$$\int_0^{\infty}\int_{-\pi}^{\pi} G_f(w,\theta)\, dw\, d\theta = \frac{E_f}{\rho g} = \frac{1}{8}\overline{H_f^2} \qquad (II-9-8)$$

Er is een fictief spektrum met bijbehorende variantie ontstaan. Indien nu verondersteld wordt dat de fictieve golfhoogten een Rayleigh-verdeling (form. II-8-18) hebben, dan is deze volledig bepaald door de bekende $\overline{H_f^2}$, dus

$$\begin{aligned} F_f(H) = P_r\{H_f \leq H\} &= 1 - e^{-H^2/\overline{H_f^2}} && H \geq 0 \\ &= 0 && H < 0 \end{aligned} \qquad (II-9-9)$$

Nu zijn golven groter dan H_{13} (form. II-5-2) volgens

$$H_{13} = 0.14\, L \tanh\left(\frac{\gamma}{0.88}\, kD\right) \qquad (II-9-10)$$

onbestaanbaar op die diepte, zodat de verdeling bij H_B wordt afgesneden en nu deze vorm krijgt

$$\begin{aligned} F(H) = P_r\{H \leq H\} &= 0 && H < 0 \\ &= 1 - e^{-H^2/\overline{H_f^2}} && 0 \leq H < H_{13} \\ &= 1 && H \geq H_{13} \end{aligned} \qquad (II-9-11)$$

Bij de bepaling van $E\{H^2\}$ uit deze gegeven

verdeling blijkt dat

$$\overline{H^2} = E(H^2) = F_f(H_B) . \overline{H_f^2} \qquad (II-9-12)$$

Hierdoor is de werkelijke energie op deze plaats nu bekend en wel

$$E = \frac{1}{8} . \rho . g \ \overline{H^2} \qquad (II-9-13)$$

Uit (II-9-12) volgt dat de relatieve afname van de variantie gelijk is aan de fraktie gebroken golven
Tot nu toe is steeds verondersteld dat het spektrum smal is. Uitgaande van een breed spektrum zal de bepaling van E_f geen problemen geven, voor het brekingskriterium ligt dat evenwel anders.
Uit (II-9-10) volgt dat H_B afhankelijk is van de periode, vooral op dieper water. Daar het breken zich evenwel grotendeels op ondiep water afspeelt, waar de invloed van de periode op het breken veel geringer is, lijkt het geoorloofd om met de gemiddelde periode te werken.
De richtingenspreiding is van minder invloed, doordat op ondiep water alle komponenten $\approx \perp$ op de kust staan. Voor een goede bepaling van S_{ij} zouden alle spektrale komponenten van $G(w,\theta)$ na breking bekend moeten zijn, maar daar breken alle komponenten niet gelijk beinvloed, kan $G(w_i,\theta_j)$ afzonderlijk niet bepaald worden. Voor de bepaling van S_{ij} is n evenwel de enige frequentie afhankelijke gewichtsfaktor en die is ongeveer 1 in ondiep water. Zodoende lijkt het aannemelijk te veronderstellen dat S_{ij} evenveel reduceert als de variantie, dus.

$$S_{ij} = F_f(H_B) \ S_{ij.f} \qquad (II-9-14)$$

De juistheid van deze benadering zal natuurlijk toenemen naarmate het spektrum smaller is. Met behulp van het voorafgaande is nu per stap de S_{ij} te berekenen, zodat via vergelijking de verandering $\frac{d S_{ij}}{d x_1}$ vastligt.

Nu rest nog om met het oog op het bepalen van de brandingsstroom snelheid, een goede schatting voor de $\overline{\tau}_2$ te krijgen die evenwicht moet maken met de $\frac{d S_{12}}{d x_1}$

II - 10. De schuifspanning bij onregelmatige golven

Evenals in paragraaf (II - 7), wordt ook hier verondersteld dat de brandingsstroomsnelheid V ongeveer ⊥ op de orbitaalsnelheid $\vec{q}'$ werkt, en V klein is t.o.v. $\vec{q}'$., zodat

$$\overline{\tau_z} = c_f \cdot \rho \cdot V \overline{|\vec{q}'|} \qquad (II-10-1)$$

Als deze $\vec{q}'$ een sinusvormig beweging heeft, en het spektrum smal is, zodat $\bar{\omega} = \frac{2\pi}{\bar{T}}$ (form. II - 8-16), dan is $\overline{|\vec{q}'|}$ te vervangen (via II - 2-15) door;

$$\overline{|\vec{q}'|} = \frac{\bar{\omega}}{\sinh kD} \overline{|a \cos(kx - \omega t)|} = \frac{\bar{\omega}}{\pi . \sinh kD} \overline{|2a|} \qquad (II-10-2)$$

Voor 2a wordt een verdeling aangenomen zoals voorgesteld in (II - 9 - 11) dan geeft uitwerken

$$E\{2a\} = E\{H\} = \int_{-\infty}^{\infty} H \, d\, F(H) = \int_{0}^{H_B} H \, d\left(1 - e^{-H^2/\overline{H_f^2}}\right) + H_B \cdot e^{-H_B^2/\overline{H_f^2}}$$

$$= \tfrac{1}{2}\sqrt{\pi}\; H_{f_{rms}} \cdot \operatorname{erf}\left(H_B / H_{f_{rms}}\right) \qquad (II-10-3)$$

waarin

$$H_{f_{rms}} = \left[\overline{H_f^2}\right]^{1/2} \quad \text{(zie II - 9-12)} \qquad (II-10-4)$$

Voor erf., de „error function", wordt verwezen naar Dwight [11] 5 ∂5.
Deze op zich prettige uitkomst betekent prakties dat er nu naast de H_{rms} ook nog een $\bar{H}$ moet worden bepaald voor elke stap.
Op ondiep water nadert H_{rms} evenwel tot $\bar{H}$, terwijl de afwijking op diep water maximaal is en wel 11 %. In eerste instantie zullen we dus $\bar{H}$ benaderen door H_{rms}, m.b.v. (II - 9 - 12) volgt dat.

$$\bar{H} = \tfrac{1}{2}\sqrt{\pi} \cdot H_{f_{rms}} \cdot \operatorname{erf}\left(H_B / H_{f_{rms}}\right) \approx \left[F_f(H_B)\, \overline{H_f^2}\right]^{1/2} = H_{rms} \qquad (II-10-5)$$

Uiteindelijk wordt $\overline{\tau_2}$

$$\overline{\tau_2} = \frac{2}{\pi} \cdot c_f \cdot \rho \cdot V \frac{\overline{w}}{2 \sinh \tilde{k} D} \cdot \sqrt{F_f(H_B)\, \overline{H_f^2}} \qquad (II-10-6)$$

zodat de V nu berekend kan worden m.b.v (II-6-19), (II-9-14) en bovenstaande formule, als het spektrum bekend is.

$$V = - \frac{\pi \sinh k D}{c_f \cdot \rho \cdot \overline{w} \cdot \sqrt{F_f(H_B) \cdot \overline{H_f^2}}} \cdot \frac{d S_{12}}{d x_1} \qquad (II-10-7)$$

De bovenstaande benadering voor $\overline{\tau_2}$ zal ook bij niet smalle spektra worden gebruikt. Een meer juiste schatting, dus rekening houdende met de verschillende frequenties en hoeken zou alleen mogelijk zijn, als we de $G(w, \theta)$ ter plaatse zouden kennen. Dit is nog ondoenlijk, door het niet bekend zijn van de afbraak en opbouw van de verschillende komponenten bij het breken.

Na deze beknopte behandeling van de te gebruiken theorie en bijbehorende aannamen, zullen in het volgende hoofdstuk de metingen in Egmond aan Zee besproken worden.

III NATUURMETINGEN

III-1 Inleiding.

Zoals reeds opgemerkt in het eerste hoofdstuk waren deze metingen opgezet om meer inzicht te krijgen in de beweging van onze kust en dit houdt dus direkt in dat zandkoncentratie en zandtransport van belang zijn. Het is dan ook niet verwonderlijk dat de opzet van de metingen veel breder is dan de 2 verschijnselen, die in dit rapport worden bekeken.

Het doel van de metingen is dan ook

1: Vergaren van golfgegevens in en buiten de brandingszone
2: Vergaren van zandtransport gegevens in de brandingszone
3: Beproeven van nieuwe meetmethodieken
4: Beproeven van nieuwe meetinstrumenten.

De metingen welke hier besproken worden, waren niet de eerste, daaraan voorafgaand hadden al 5 meetperioden van 8 weken plaatsgevonden. Deze voorafgaande meetperioden zijn grotendeels besteed om de inte-zetten instrumenten en methodieken uit te zoeken. Als buitenstaander realiseert men zich vaak onvoldoende welke omstandigheden in de brandingszone optreden, want naast de zeer zware brekers en harde wind, zijn de vernielingen door badgasten ook niet te onderschatten

Bij de tot nu toe gehouden metingen zijn meerdere platformen, die ogenschijnlijk stevig in het zand stonden, totaal verbogen of geheel er uit geslagen. Het aantal instrumenten, dat verloren

is gegaan, kan in dit rapport maar beter niet worden besproken, om mogelijke opvolgers niet te ontmoedigen. De organisatie van de metingen was in handen van ir. G. van Bochove van de Direktie Waterhuishouding en Waterbeweging. Afd. Kustonderzoek, terwijl het materiaal en personeel voor opbouw en begeleiding, voornamelijk van de Studiedienst Hoorn afkomstig was, hoewel ook andere diensten, zoals de Deltadienst instrumenten ter beschikking stelden. Dit geheel werkte wel in de hand dat een strakke organisatie en planning moeilijk te realiseren was door de afhankelijkheid van die meerdere diensten. De uiteindelijke metingen, evenals het uitwerken, werden tengevolge van het gebrek aan financiële middelen, geheel gedaan door T.H. praktikanten.
Toen enkele jaren geleden met de metingen werd gestart, hield dit alleen in het meten van brandingsstroomsnelheden d.m.v. fluoriscine.
Met de jaren groeiden zij, terwijl men telkens voortbouwde op vroegere ervaringen, uit tot metingen zoals die nu zijn verricht.
Daarbij werden golven zowel in diep als ondiep water, brandingsstroom- en orbitaalsnelheden, golfhoeken, zandkoncentraties, kortom een skala van grootheden, gemeten.
In het hiervolgende zullen alleen die instrumenten worden besproken, waarvan de output is gebruikt of waarnaar wordt verwezen bij de beschrijving van andere instrumenten.

III - 2 Omschrijving meetgebied en plaats van de instrumenten

Als plaats voor de metingen heeft men de keuze laten vallen op Egmond aan Zee. Op bijgaande overzichtskaarten (bijlage 3 t/m 6) is de situatie afgebeeld. Om in de brekerzone metingen te kunnen verrichten, is een steiger gebouwd waarop de diverse apparatuur is aangebracht, waardoor het mogelijk is persoonlijk direkt boven de brekers aanwezig te kunnen zijn. Het is namelijk onmogelijk om alle metingen die men wenst te verrichten, vanaf het strand te doen. Dat men Egmond aan Zee en wel raai 37.250 voor de plaats van de steiger heeft gekozen heeft de volgende reden:

- Er zijn geen strandhoofden aanwezig, die het langstransport belemmeren en het golfpatroon ingrijpend veranderen. Gezien het feit dat men in 2 dimensies wil werken, is het noodzakelijk een plaats te kiezen, die zoveel mogelijk daaraan beantwoordt, m.a.w. waarbij evenwijdig aan de kust de situatie zoveel mogelijk konstant is.
- Uit vroegere tijden is er een waarnemingshok op het duin aanwezig, voorzien van een aansluiting op het elektriciteitsnet. Een groot deel van de benodigde apparatuur vraagt n.l. om een dergelijke voorziening..
- In de nabijheid ligt Hoorn met z'n studiedienst. Dit betekent dat bij onverwachte gebeurtenissen, zoals bijv. het haperen van een instrument vrij vlot hulp kan worden verleend.
- In Egmond aan Zee is een meetploeg gestationeerd, welke zich gedurende het jaar bezighoudt met periodiek opmeten van kust-profielen. Hun aanwezigheid en hulpvaardigheid betekenen een enorme verlichting voor de nieuwbakken studenten meetploeg.
- De metingen in de afgelopen jaren hebben teuens

plaats gevonden in dezelfde raai, zodat vergelijking van de resultaten uit de verschillende meetperioden zinvol is.
Ten aanzien van de periode, waarin de metingen het best verricht kunnen worden, valt nog het volgende op te merken:
- De weersomstandigheden dienen zo te zijn, dat het zinvol is om te meten. De kans hierop is groter in het voor- en najaar dan in de zomer.
- Het verdient aanbeveling om de metingen uit te voeren op een tijdstip waarop er geen badgasten op het strand aanwezig zijn. Dit betekent i.h.a. dat ze dienen te worden verricht voor en na de zomer.
- Indien zij na de zomer plaatsvinden wordt, naarmate men later in het jaar start, het gevaar groter dat door najaarsstormen de steiger word vernield. (zoals gebeurd is in november 1972 en 1973) Voor meten in het voorjaar geldt eenzelfde redenering.
- Het najaar biedt verder het voordeel dat men meer zekerheid heeft betreffende de bouwtijd, dus ook de tijd waarin de apparatuur kan worden opgesteld. Het afbreken geschiedt wel wanneer de weersomstandigheden gunstig genoeg. zijn.

Gezien het feit dat men gedurende de meetperiode de steiger een zo gunstig mogelijke plaats en wel t.p.v. de brekende golven wilde geven, verdiende de lengte van de steiger t op de kust evenzeer aandacht.
Aangezien vrijwel over de gehele lengte van de kust boven Ymuiden zich een bank bevindt en deze in Egmond op ca. 200m. uit de nullijn ligt (de nullijn is de lijn, die de verschillende km.-palen op de kust met elkaar verbindt.), bepaal de deze bank voor een belangrijk deel de plaats van de steiger. Belangrijk is namelijk dat de steiger niet geplaatst wordt in de schaduw

van deze bank. (zie fig. III-2-1). Dit zou betekenen, dat de steiger zeer ongunstig t.o.v. de plaats van de brekende golven zou komen te staan.

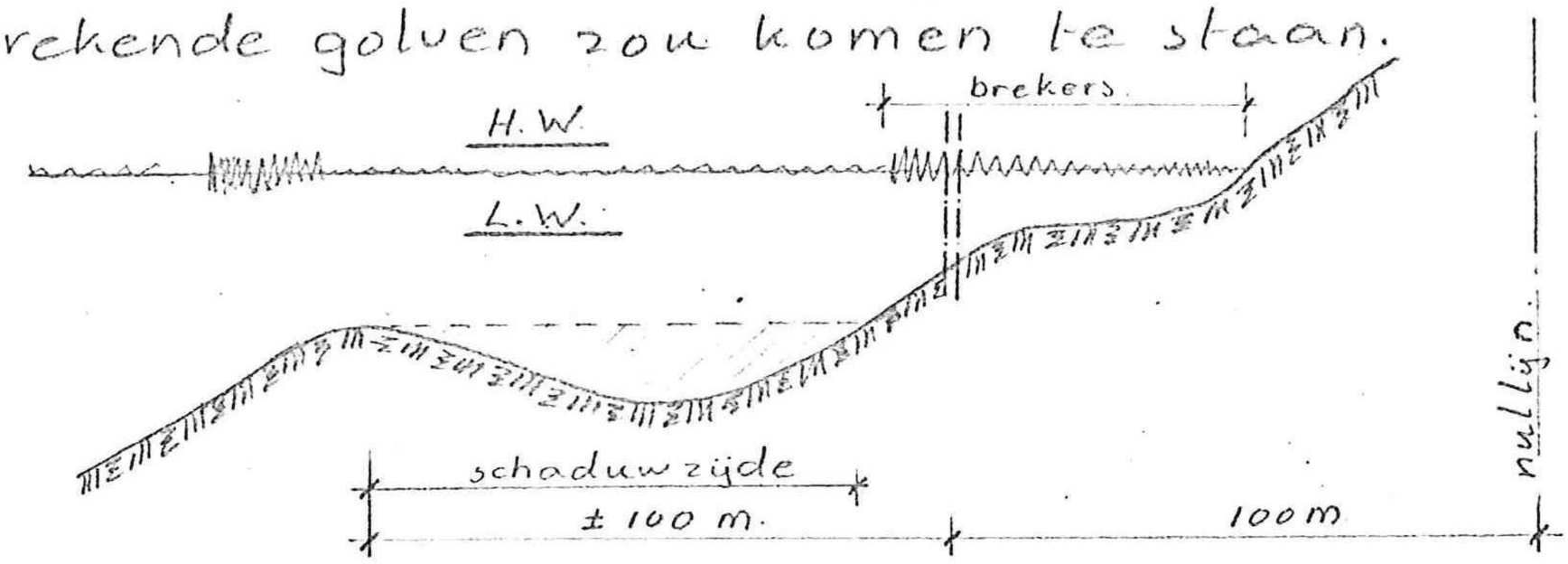


fig. III-2-1

Een minder prettige bijkomstigheid was dat in het begin van de meetperiode er een onderbreking in de bank was, een mui, ter plaatse van de raai waar de steiger zou worden gebouwd. Na verloop van tijd verplaatste deze mui zich naar het zuiden. De mui betekende wel meer invloed van diffraktie en refraktie.
Enige andere punten van overweging zijn:
- De steiger mag niet te lang worden om betreding mogelijk te houden. Men dient namelijk te beseffen, dat betreden van het platform geschiede via een soort steigerwerk, bestaande uit aan elkaar gekoppelde hor. en vert. buizen.
- Het financiële aspekt is ook een punt van overweging.
- De bouw van de steiger dient bij laagwater te gebeuren. Hoe langer de steiger des te meer problemen dat met zich mee brengt.
- De steiger mag ook weer niet te kort zijn, om de periode waarover gemeten kan worden niet te klein te laten worden.

Een kompromis tussen deze facetten leverde uiteindelijk als resultaat op dat het platform 100 m. uit de nullijn werd gebouwd.
Voor nummering van ingespoten palen en situering zie bijlage 7.

De situering van de meetinstrumenten.

Aan de noordelijke zijde van het platform, vlak naast hoekpaal B, (zie bijlage 7), stond een vlotterbuis met daarop de getijschrijver bevestigd. Aan de westkant vlak naast hoekpijler C kwam de vlotterbuis van de Wemelsfelder (golfhoogtemeter). De altometer (snelheidsmeter), bevestigd aan een vertikale pijp, werd d.m.v. geleide cylinders aan de zuidzijde van het platform naast hoekpaal A gemonteerd. De geleide-buizen maakten het mogelijk om de altometer in de vertikaal, zij het met moeite, te kunnen verplaatsen. De schrijver van de Altometer stond in het hok op het duin. Een nieuwtje bij deze metingen was de stappenbaak, een instrument waarmee golfhoogten konden worden geregistreerd. Het apparaat had een lengte van ca. 12 m., en het gaf de nodige moeilijkheden om hem vertikaal op te stellen. De stappenbaak werd aan de westkant van het platform geplaatst om geen verstoring van de golven door het platform mee te nemen in de registratie. De ponsmachine en de schrijver werden eveneens ondergebracht in het hok. Terwijl het afgelopen jaar gebruik werd gemaakt van de Colnbrook, een meter, die snelheden in twee loodrecht op elkaar staande richtingen meette, werd dit jaar van een apparaat van een zelfde type gebruik gemaakt de z.g.n. EPCO. De opnemer ervan werd bevestigd aan een horizontale pijp dicht bij de bodem aan de westkant van het platform. De versterker en de schrijver kregen een plaats boven op het platform. Gezien de ervaring van vorige jaren werd er deze keer geen bodempomp gebruikt, maar alleen een pomp die d.m.v. een geleide cylinder aan een vertikale buis kon worden bevestigd. Zo werden 2 buizen, één zuidelijk en één noordelijk ca. 2m. van het platform in de grond gespoten. Men hoopte, dat het milieu daar niet zo

verstoord zou zijn als onder de steiger.
Afhankelijk van de richting van de golven werd de pomp aan één van beide buizen bevestigd. Kwamen de golven uit het noorden, dan werd de pomp eveneens aan de noordkant bevestigd. Dit kon alleen bij laagwater en daar het niet altijd mogelijk was te voorzien, uit welke richting de golven de volgende meetdagen zouden komen, kon het wel voorkomen, dat door draaien van de wind de golven uit een andere richting kwamen.
Een belangrijk onderdeel van het instrumentarium waren de Waveriders (Data Well boeien). Aangezien later een uitvoerige beschrijving volgt wordt hier volstaan met te zeggen dat zij de golfhoogten registreren. Er waren twee waveriders, de één lag op 6Dom en de tweede op 12Dom uit de nullijn in raai 37.250. Hoewel beiden 's nachts reeds een knipperlicht gaven, werd ter beveiliging een gasboei gelegd, door het loodswezen, naast elke boei. De ontvang apparatuur stond in het kantoortje van de R.W.S in Egmond aan Zee (bijlage D).
Een oude methode van snelheidsmetingen d.m.v. fluorescine droppingen werd ook deze keer gebezigd. De vlekken werden over een afstand van 30 m // aan de kust gevolgd en geklokt, hetgeen de brandingsstroomsnelheid opleverde. Om een verdeling te krijgen ⊥ op de kust vonden de droppingen plaats bij elke paal van palenrij M. Ter ijking van de altometer werden diverse malen droppingen uitgevoerd precies boven de altometer.
Ter ijking van de golfhoogteschrijvers. (d.w.z. de Wemelsfelder en de stappenbaak) werd een peilschaal naast de hoekpaal C bevestigd. Van deze peilschaal werd een film gemaakt, terwijl er gelijktijdig een registratie plaats vond op beide golfhoogteschrijvers.

III - 3. De meetinstrumenten

In deze paragraaf zullen de verschillende instrumenten, waarvan de registraties zijn gebruikt in dit rapport, worden besproken.
Naast de Ott-getijschrijver, die het vertikaal getij registreerde, was er ook een Wemelsfelder aanwezig. Dit zeer ingenieuse instrument werkt volgens het vlotterprinaipe en is uitermate geschikt voor getijregistraties van lange duur. Een voorbeeld van een registratie ziet U op bijlage 9, terwijl een uitgebreide beschrijving te vinden is in de Kursus Kustdynamika en Kustverdediging C.T. KK 4.
Voor het meten van watersnelheden werd gebruik gemaakt van de Epco, een 2 komponenten meter, die bij juiste plaatsing de orbitaalsnelheid en de langsstroomsnelheid geeft, en de Altometer, deze werkt evenals de Epco via het principe van elektromagnetiese induktie, door zijn oriëntering evenwijdig aan de kust, registreerde hij uitsluitend de langsstroomsnelheid.

a. De stappenbaak.

Waar de Wemelsfelder goed geschikt is voor het vaststellen van maand- en jaarstatistieken, is de stappenbaak meer geschikt voor kortdurende registraties, en is de mogelijkheid aanwezig om het geregistreerde te verwerken tot spektra en histogrammen. De elektriese stappenbaak bestaat uit een met staaldraad verstevigde bundel elektriese kabels, waaraan in totaal 200 elektroden zijn bevestigd op een onderlinge afstand van 5 cm.
De stappenbaak is in feite een kapaciteitsmeter, waarbij gebruik wordt gemaakt van het verschil in geleidbaarheid tussen water en lucht. In lucht - boven water - zijn de elektroden buiten de kabel van elkaar geisoleerd, maar via de kabel verbonden aan een serie van 200 parallel geschakelde kondensatoren.
Het geheel van de elektriese stappenbaak vormt met een zelfinduktie een circuit met veranderlijke resonantiefrequentie; de verandering wordt bewerkstelligd, als de golfbeweging meer of minder elektroden door het zeewater kortsluit. De frequentie kan variëren van 1000 tot 3000 Hz, de kapaciteit van de afzonderlijke kondensatoren is zodanig gekozen, dat de frequentie verandering plaatsvindt in 200 gelijke stappen van 10 Hz. Deze veranderlijke frequentie wordt gemoduleerd op de frequentie van een draaggolf van ± 174. M. Hz., die wordt uitgezonden door de op de meetpaal opgestelde zender met batterijvoeding.
Op het ontvangststation aan de wal wordt de golfbeweging momentaan geregistreerd met een penschrijver (Sefram schrijver) als analoog-signaal en via een analoog-digitaal omzetter op een ponsband.
De golfhoogte registratie kan kontinu en onderbroken plaatsvinden, waarbij de geschreven registratie, met gebruik van een keuze schakelaar, mogelijk is op

een serie verschillende schalen, waarbij wij steeds 1:50 gebruikt hebben. Het is namelijk aanbevelenswaardig zoveel mogelijk met één schaal te werken. Bij rustig weer en geringe golfbeweging kan het verloop van de waterstand gedurende het getij worden gemeten met de stappenbaak. Hierbij wordt dan de kleinste schaal gebruikt. De stappenbaak, met radiografiese golfoverdracht, leent zich zeer goed voor een meer uitgebreide studie van de golfbeweging, omdat over ponsbanden wordt beschikt. Zo kunnen diverse grootheden als H_{max}, $H_{1/3}$, $\overline{H}$, etc de overschrijdings freq. van de golfhoogte of golfperiode en het variantiedichtheidsspektrum worden bepaald met behulp van de kompater.

Uitwerking van de resultaten.

Voor de grafieken (zoals in bijlage 1 en 2) wordt slechts gebruik gemaakt van $H_{1/3}$ en de gem. periode Als later blijkt dat het interessant is om een bepaalde dag nader te bekijken, wordt van deze dag het spektrum bepaald. Maar dat is ook afhankelijk van de andere meetinstrumenten zoals, waverioders, fluoride, filmkamera. etc.

N.B. Ter kontrole van de overeenkomst tussen geschreven en geponste informatie werd gebruik gemaakt van de maximaal optredende golf.

b. Waverider (W.R)

De golfboei geeft evenals de stappenbaak momentane registratie van de golven t.p.v. de boei en ook is de mogelijkheid aanwezig om het geregistreerde met de komputer te bewerken tot spektra en histogrammen.
In de boei met een diameter van 0,7 m bevindt zich een kamer gevuld met vlocistof, waarin een massa is opgehangen aan een draad, zowel onder als boven. Tussen binnen- en buitenbol bevindt zich schuimplastiek.
Bij bewegingen in het vertikale vlak kunnen de rekken in de ophangdraden worden gemeten en daaruit de versnellingen. Om nu de vertikale verplaatsingen te bepalen worden deze versnellingen 2x geintegreerd. Dit heeft tot gevolg dat de respons van de W.R. hierdoor voor lage frequenties minder juist is. Om de gevoeligheid voor horizontale versnellingen te verkleinen is de binnenbol kardanies opgehangen. Deze ophangkonstruktie heeft een natuurlijke periode van 40 sec. en een kritieke demping van o.d. Wanneer de ophanging van dit platform niet meer goed werkt zullen er oscillaties optreden met een periode van 40 sec. Dit kan optreden als de W.R. meer dan 6x in 2 min. om zijn as gedraaid is.
Fouten kunnen ook optreden bij te grote versnellingen omdat deze niet meer lineair overgebracht zullen worden.
Overbrengen van het signaal gebeurt in de frequentieband 27,5 en 28,0 MHz. Bij deze frequentie treedt normaal gesproken geen reflektie op tegen geioniseerde luchtlagen. Ontvangst is mogelijk tot op 50 km. afstand indien de golven niet te hoog zijn (<10m); onze ervaring was echter dat met golven van 4 m het signaal van tijd tot tijd wegviel, wat waarschijnlijk kwam doordat er brekende golven op de boei terecht kwamen.
Het is beter om geen obstakels tussen boei en antenne te hebben, zoals duinen.

De boeien zijn uitgerust met batterijen, die voor het knipperlicht zorgen, deze zijn voldoende voor 9 maanden werk gedurende 12 uur per dag. Het gebruik van deze boeien beperkt zich tot frequenties van 16 sec. tot 2.0 sec. waar de fout in amplitude < 3 % is.

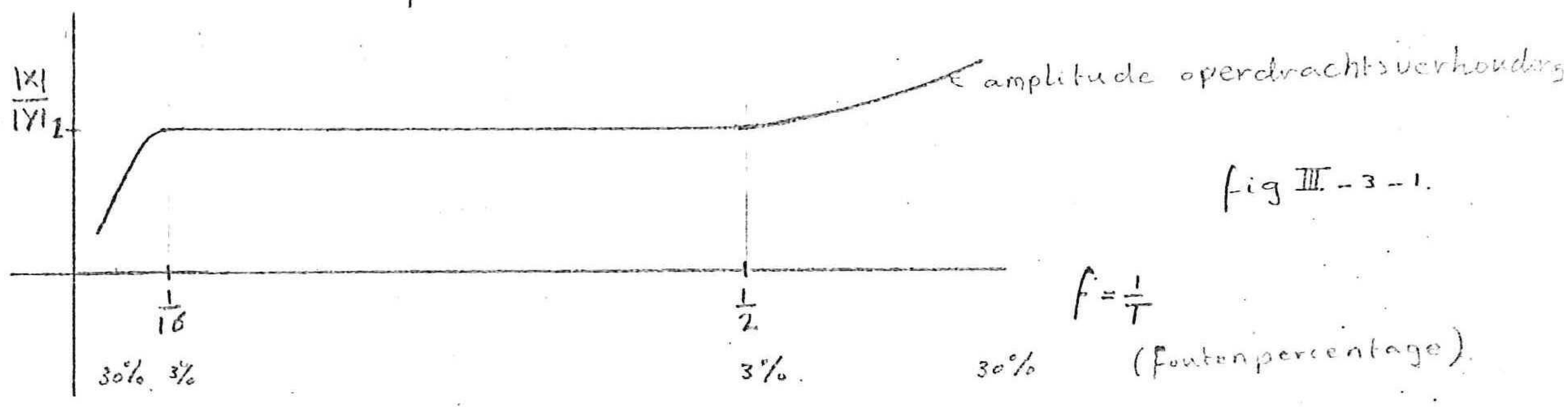


fig III - 3 - 1.

Bij frequenties hierbuiten loopt de fout op tot 30% en meer Het uitgezonden signaal wordt evenals bij de stappenbaak als analoog signaal uitgezonden. Dit gaat direkt naar de „penrecorder" en naar de analoog-digitaal omzetter voor registratie op de ponsband. Wij maakten bij deze metingen gebruik van voornamelijk 2 boeien, A (001) en B (010) en de recorders N en M. Door gebruik van 2 recorders waren simultane registraties mogelijk.

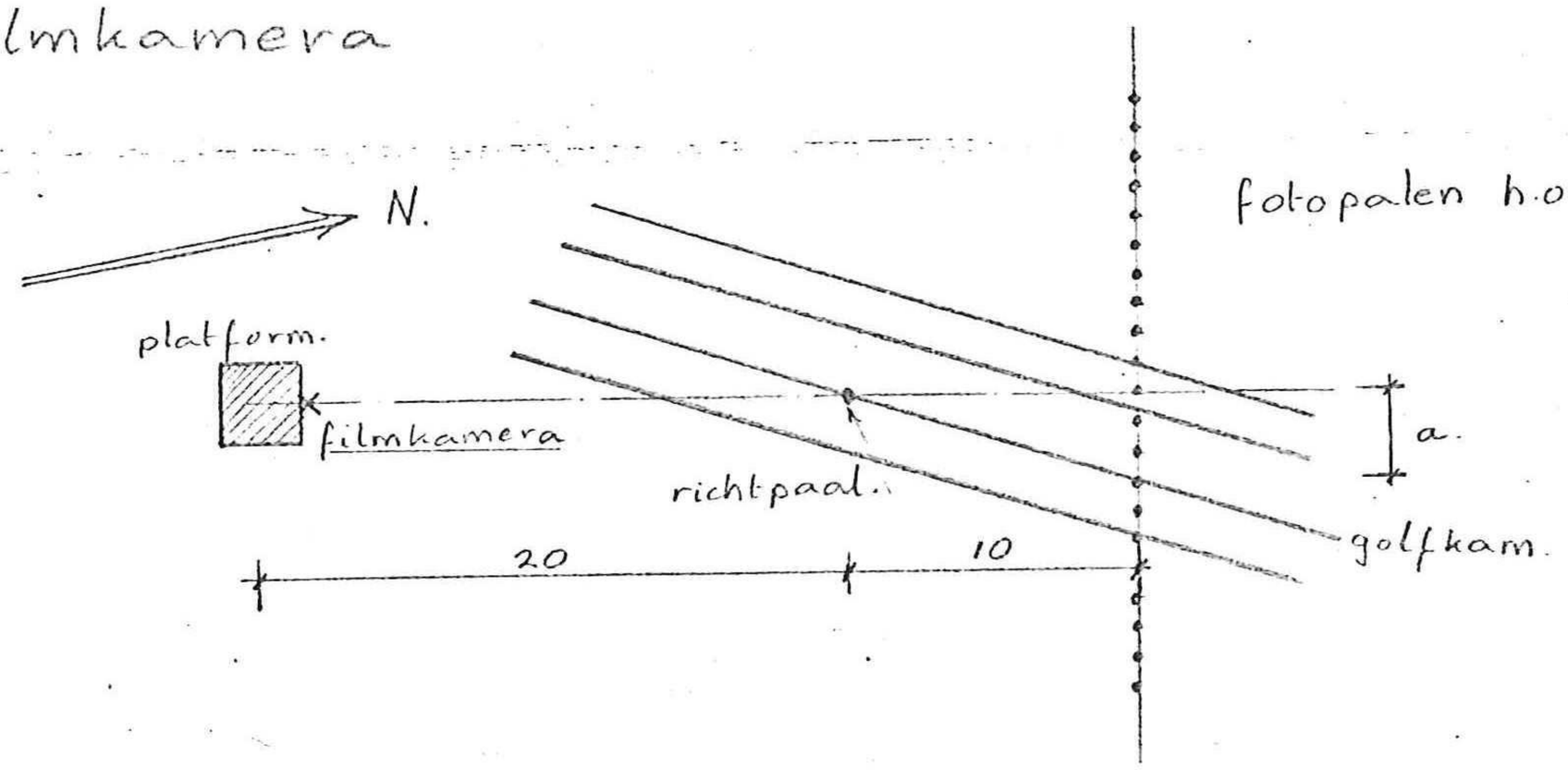
Uitwerking van de resultaten

Voor de grafieken (zoals bijlage 1 en 2) werd slechts gebruik gemaakt van $H_{1/3}$ en de gem. periode ; ook hier geldt weer, dat voor interessante dagen het spektrum zal worden bepaald. Evenals bij de stappen baak vond kontrole plaats van overeenkomst tussen pen. en ponsregistratie via H_{max}.

Verder werd nog gebruik gemaakt van een pomp, aerometer, stopwatch, fluoride en portofoon.

c <u>Filmkamera</u>

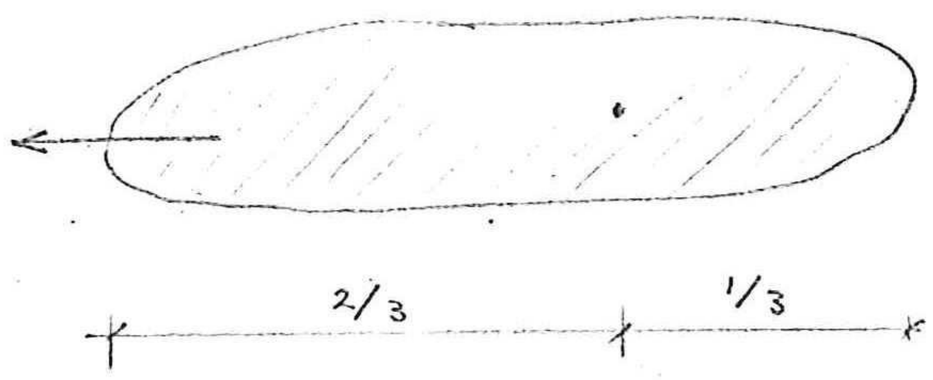
Bij het visueel vaststellen van de golfhoek is men geneigd om slechts de mooie en duidelijke golven te nemen, zodat het vastleggen van de golfhoek met de filmkamera een meer objektieve manier is van vaststellen. Daar men nu alle golven meeneemt (ook de kleintjes).
Als filmkamera gebruikten we de Fuji Pan Single-8 filmkamera



De aflezing van a is probleemloos (bijlage 10), vervolgens wordt van de ± 30 afgelezen waarden per opname de gemiddelde waarde bepaald en daaruit de hoek $\bar{\theta}$ evenals de standaardafwijking.

d. Fluoride

Fluoride wordt gebruikt om via droppingen visueel iets te zeggen over de brandingsstroomsnelheid aan de oppervlakte. Bij grote snelheden (van 0,5 – 1,3 m/s) lijken de resultaten vrij redelijk, maar bij kleinere snelheden wordt het geheel dermate verstoord door diffusie en brekende golven, dat de nauwkeurigheid wel erg teruggloopt. De normale procedure was de volgende: de tijd werd opgenomen tussen het ogenblik van „dropping" en van aankomst bij de palenrij op 30m afstand, waarbij dan werd aangegeven bij welke paal de vlek aankwam en vanaf welke hij was gedropt. Als aankomsttijd werd genomen het ogenblik dat het 3e achterste deel van de vlek door de palenrij gaat. Dit werd door vorige meetgroepen ook zo gedaan, zodat onderlinge vergelijking van de meetresultaten mogelijk is. (voor zover aanwezig)



Ook werd getracht om via deze metingen, de door de altometer geproduceerde snelheden te kontroleren.

III-4. Het meetprogramma en de ponsbandverwerking.

Het meetprogramma: De aanvang van het meetprogramma wordt bepaald door de waterstand t.p.v. de steiger. Zodra er ± 50 cm water t.p.v. de steiger staat, kan met het meten begonnen worden. Dit gebeurt, zowel voor als na het tijdstip van het hoogwater. De duur van de meetcyklus wordt hierdoor min of meer bepaald. Bij laagwater staat de steiger normaal gesproken droog, zodat alle meetinstrumenten (altometer, epco, stappenbaak, etc) boven water hangen. De vlotters in de buizen van de wemelsfelder en de getyschrijver liggen op de bodem. Tijdens deze periode wordt het strandprofiel opgemeten en werden verschillende werkzaamheden verricht, zoals reparaties, verstellen apparaten, etc.
Het water komt vrij snel op, zodat de meeste apparaten kort daarna gebruikt kunnen worden, zodra ze onder water hangen. Een meetprogramma wordt opgesteld voor iedere meting, aan de hand van het tijdstip van hoogwater. Synchroon werden op de steiger de volgende handelingen verricht: iemand bediende de pomp, een tweede maakte een speciale registratie van de wemelsfelder, de derde maakte een film van aankomende golven. t.p.v. de fotopalen. Al deze handelingen werden m.b.v. een portofoon overgezonden naar het hutje op de duinen, waar de 4e man, deze, naast de registratie van de altometer noteerde.
Deze synchrone metingen werden verricht tijdens een 16 min. durende registratie van golfhoogtes t.p.v. de steiger door de stappenbaak en door de golfboeien A en B. Zowel de golfboeien als de stappenbaak werden vante voren m.b.v een klok ingesteld voor een registratieduur van resp. 15 en 16 min.
De uitvoer van het totale meetprogramma is afhankelijk van de omstandigheden tijdens het meten.

Filmen voor de bepaling van de golfhoek hangt af van de golven t.p.v. de fotopalen.
Enkele opmerkingen over de gemeten grootheden:

Golfrichting: Deze wordt globaal bepaald vanaf de steiger, door een aantal golfkammen te volgen bij het passeren van de fotopalen. Nauwkeuriger wordt deze bepaald door het maken van een 3 min. durende film van alle golven.

Golfperiode: Deze wordt met de hand bepaald uit de speciale registraties van de Wemelsfelder of globaal met een stopwatch. en uit de ponsband registraties van W.R. en S.B.

Golfvoortplantingssnelheid: Deze wordt bepaald door de tijd op te nemen, die een aantal golven nodig heeft om 20 m. af te leggen.

Brandingsstroomsnelheid: Behalve de Altometer hadden we enkele dagen de E.P.C.O. tot onze beschikking, zodat met deze instrumenten de snelheids komponent // aan de kust kon worden bepaald. Het gebruik van fluorescine om de langsstroomsnelheid te bepalen is reeds genoemd in (III - 3). Fluordroppingen vonden plaats in raai M. vanaf paal 1 tot 13 en tevens boven EPCO en Altometer, om een idee te krijgen van het snelheidsprofiel ⊥ op de kust. De laatst genoemde droppingen boven EPCO en Alto werden gedaan om een vergelijking te kunnen maken met de geregistreerde waarden van deze beide instrumenten.

Windsnelheid en richting: Deze werden resp. bepaald met de aërometer en het haantje op de vuurtoren of met een natte vinger.

Strandprofiel: Via metingen tydens laagwater.

Testmetingen: Door middel van een film werd getracht de Wemelsfelder en de stappenbaak te testen. Men moet voldoende dichtbij zijn om de baak later af te kunnen lezen. van de film. Bij uitwerking van de films kon één maal wegens onscherpte de baak niet worden afgelezen. Bij de 2e film was de afstand tot de baak te groot.

Na een meet cyklus (een volledige meting duurde ongeveer 4 uur) werden de geschreven registraties van de Altometer, EPCO, stappenbaak en golfboeien verzameld, en voor iedere dag afzonderlijk in een grote envellop bewaard. De ponsbanden werden naar de D.I.V. (Dienst Informatie verwerking) gestuurd om te worden verwerkt. De fluormetingen, films, uitgefilterd zand, het strandprofiel en de registraties van Wemelsfelder en getijschrijver werden na uitwerking in grote grafieken opgenomen, zodat er van iedere dag één grote grafiek is met alle gemeten waarden (zie bijlage 1 en 2).

Verwerking van de ponsbanden (Wavepa 20)

(Publikatie Dienst Informatie Verwerking Nota D.I.V. 7108)

In het hierna volgende zal de stappenbaak met S.B worden aangeduid en de waverider of golfboei met W.R.
De komputer-programma's laten zich in een aantal typen indelen:

1e. De voorbewerking: Dit is om hiaten en fouten in de registratie op te sporen, zoals pariteits- en synchronisatie fouten.

2e. De routineprogramma's: Deze dienen om via bepaalde golfparameters een eerste selektie vande aanwezige registraties mogelijk te maken. Toch kan aan de hand van dit programma al een jaaroverzicht worden geproduceerd betreffende de bij het meetpunt optredende golfbeweging.

3e. Incidentele programma's

a. Gekombineerd spektrum-parameter programma.
b. Steilheids programma.
c. Statistieken programma.

4e. Hulpprogramma: wat uittekenen of in tabelvorm uitprinten van gegevens mogelijk maakt voor uitzonderlijke gevallen.

Hier zal slechts een beschrijving worden gegeven van het gekombineerde spektrum-parameter programma.

Kodering van de ponsbanden.

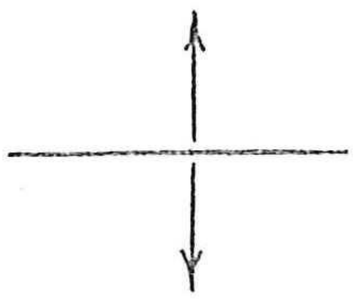
W.R. Bij dit instrument vindt elke DT = 0,5 sek. een registratie plaats gedurende T sekonden, zodat het zinvolle freq. gebied loopt van $\frac{1}{DT}$ tot $\frac{1}{T}$ Hz. Wat de amplitudes betreft, wordt verwezen naar (III-3), deze zijn akkuraat tot 3% tussen 2 en 16 sekonden.

Vandaar dat de W.R. slechts geschikt is voor windgolven. De ponsband bestaat uit 8 kanalen en elk kanaal heeft als waarde een macht van 2.

By de W.R. worden 2 regels gebruikt voor 1 registratie.

Kanaal	8	7	6	5	4	3	2	1	
1e regel	32	16	8	P	4	2	1	syn. bit	code 3.
2e regel	noise bit	1024	512	P	256	128	64	syn. bit	

Kanaal 1 eerste regel is nooit geponst
Kanaal 1 tweede regel is altijd geponst } synchr. bit.
Via deze bit is herkenbaar of we met de eerste of de 2e regel te maken hebben.
Kanaal 8 tweede regel is slechts geponst als er ruis op het signaal zit (b.v. unlocked etc).
Kanaal 5 is voor beide regels de pariteitsbit, als het aantal gaatjes even is, moet daar geen gaatje zitten en bij een oneven aantal wel (dus het aantal gaatjes per regel is altijd even). Dit is dus een interne kontrole van de ponsmachine.
Een goed werkende W.R. gebruikt getallen tussen 338 en 678 ofwel bij een stap van 1,5 cm, 10 m. boven de nullijn en 10 m. onder de nullijn.



662 x 1.5 = 10 m.
nullijn = 1000.
678 x 1.5 = 10 m.

Verder begint de W.R. elke registratie met een openingshaak, daarna jaarnummer, dag, uur, minuut + sec. en kode van de boei. vervolgens een sluitingshaak en zo ook het einde van een registratie.

S.B. By dit instrument vinden 5 registraties plaats per sekonde, terwijl ook hier het freq gebied beperkt wordt

kanaal	8	7	6	5	4	3	2	1	
8ep. 5	64	32	16	P	8	4	2	1	code 2

door DT = 0,2 sec en T = 4000 sec. Voor de betekenis van de pariteitsbit zie boven bij de W.R. Verder sluit de stappenbaak zijn registratie niet af met tijd en dag aanduiding zoals de W.R. Dat dit een groot nadeel is spreekt voor zich.

Inlezen van de ponsbanden.

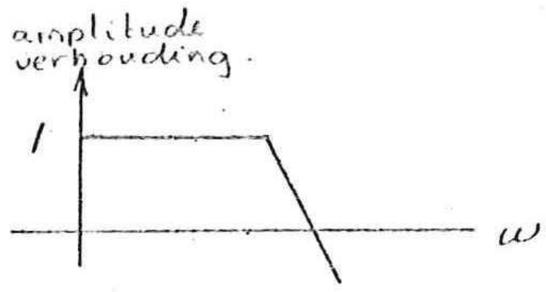
Daar we met verschillende kodes te maken hebben, heeft elke kode een nummer wat tevoren wordt ingevoerd, zodat de komputer weet wat elk gaatje betekent. Verder wordt bij het inlezen vastgesteld hoeveel pariteitsfouten, noise en synchronisatie-fouten in de band aanwezig zijn. Synchronisatie-fouten treden op als om welke reden dan ook een regel is weggevallen, dan is de rest van de informatie ook waardeloos geworden, omdat de komputer niet zelf een stapje overslaat om weer op de goede plaats te beginnen, dus er blijven dan steeds syn. fouten optreden.

Filteren van de waarnemingsreeks:

De waarnemingen kunnen onderworpen worden aan een filter proces. Het doel hiervan is die perioden waarin men niet geinteresseerd is te elimineren. Wanneer we lopend middelen over m. DT. sek. (DT = tijdstap) waarbij m oneven is, dan betekent dit, dat de waarde met rangnummer i wordt vervangen door:

$$\left\{ \sum_{t=i-(m-1)/2}^{t=i+(m-1)/2} \text{waarde met rangnummer } t \right\} / m \qquad (\text{III}.4-1)$$

Dit betekent dat we eigenlijk een laag doorlaat filter toepassen, de lage frequenties blijven erin, de hoge worden weggewerkt.



laagdoorlaat filter.

Dus door deze handelswijze ontstaat een laag frequente reeks. Daar tegen over staat de hoog freq. reeks. Deze wordt bepaald door het verschil te nemen van dé oorspronkelijke- en de laag frequente reeks. Dit heet een hoog-doorlaat filter proces.
Het amplitude - spektrum van een filter of signaal wordt gevonden door de Fourier getransf. van dat signaal te bepalen en de koeff.ⁿ zijn dan de amplitudes. Hier wordt bij de spektrum bepaling gebruik gemaakt van een Fast Fourier Transform (F.F.T). Wat een rekentruuk is, die een snelle bepaling van de koeffⁿ mogelijk maakt, via opdeling van de reeks in machten van 2.
Als nu TGMAX de periode is waarboven wordt weggefilterd (in ons geval 30 sek) dan is m in formule (III-4-1) te berekenen door

$$m = \frac{0{,}366 \,.\, TGMAX}{DT} \qquad (III-4-2)$$

Opsplitsen in golfhoogte en periode.

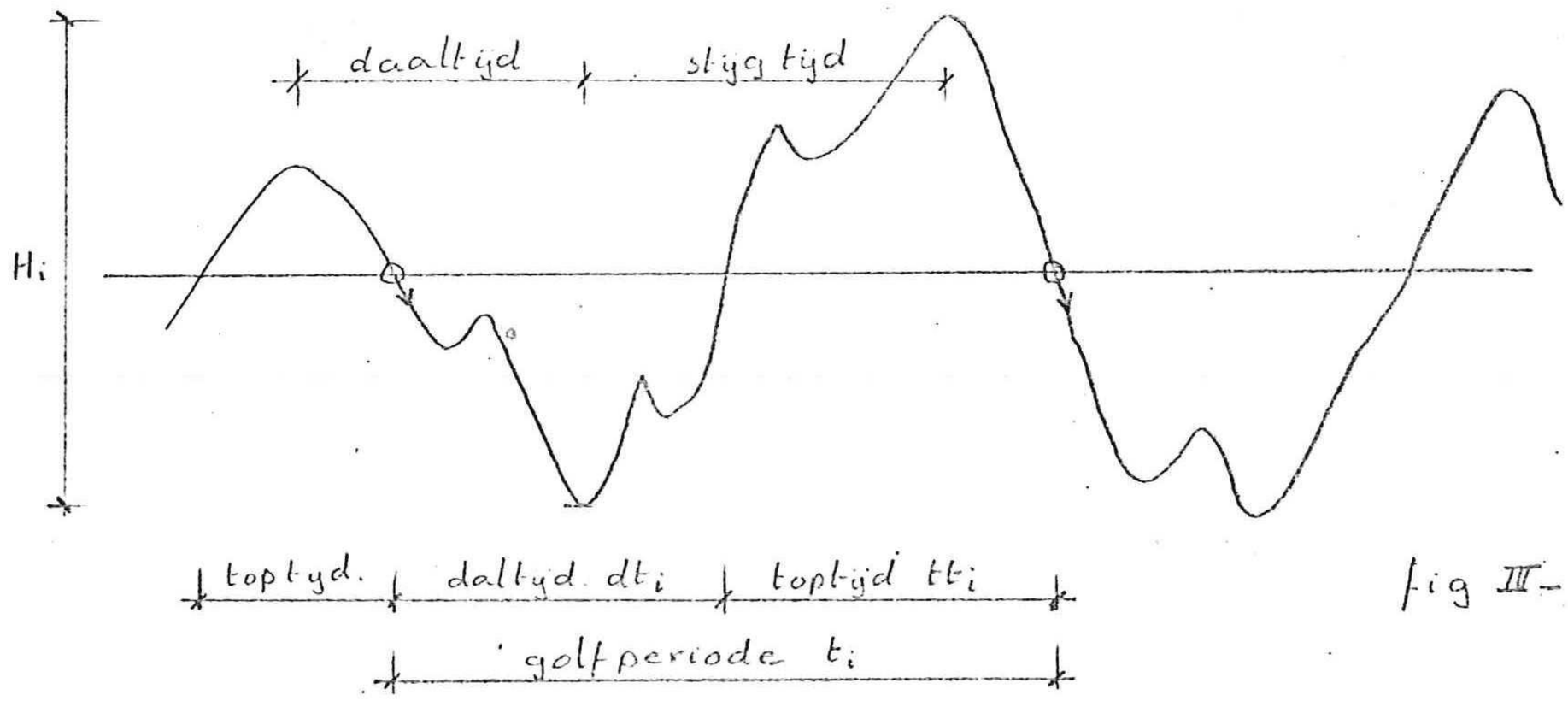


fig III-4-1.

De tekening spreekt hier voor zichzelf.
GH [k] = golfhoogte (maximale afstand tussen dal en navolgende top.).

GP [k] = golfperiode (tijd tussen 2 opeenvolgende neergaande nuldoorgangen)

DAL[k] = daltijd (tijd tussen een neergaande en een opgaande nuldoorgang)

TOP[k] = toptijd (tijd tussen opgaande en neergaande nuldoorgang)

De grootte van de golfhoogte is altijd een veelvoud van de stapgrootte (DH) dus bij W.R → D.H = 1,5 CM.
bij S.B → D.H = 5.0 CM.

Verwaarlozingen.

Door het diskretiseren van de waarnemingen kan het voorkomen dat relatief veel kleine waarden zullen worden aangetroffen, vandaar dat hier een systeem van verwaarlozing op zijn plaats is.

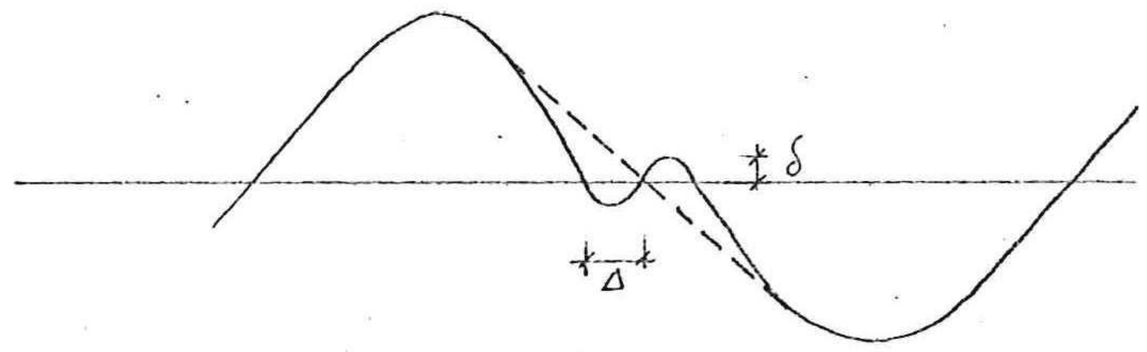


fig III-4-2.

Als een kleine daltijd in kombinatie met een kleine toptijd voorkomt en tevens de golfhoogte van de desbetreffende dal- en toptijd klein is, dan wordt de gestippelde lijn als registratie aangehouden (fig III-4-2).
Definitie van een kleine dal- en toptijd = KLP x DT
Definitie van een kleine golfhoogte = FACT x DH.
Hierbij worden KLP en FACT ingevoerd de Δ wordt later opgeteld bij de voorafgaande periode, zodat er geen diskrepantie ontstaat tussen het aantal golven met bepaalde periode en de totale registratie duur.

Gekombineerd spektrum en parameter programma

De parameters, die indien gewenst met het programma kunnen worden bepaald zijn:

AG - Aantal golven (aantal neergaande nuldoorgangen)

HMAX- Maximale golfhoogte in hoogfrequente reeks.

H1/3 - Signifikante golfhoogte (gemiddelde golfhoogte van het hoogste 3e deel van de golfhoogten.

HA/13 - Gemiddelde golfhoogte van het hoogste A/13 deel van de golfhoogten.

GGH- Gemiddelde golfhoogte.

SPGH- Spreiding golfhoogte. (standaardafwijking)

$\frac{HA/13}{H1/3}$ - HA/13 gedeeld door H1/3.

GGT- Gemiddelde periode.

SPGT- Spreiding golfperiode (standaard afwijking).

GTT - Gemiddelde toptijd

SPTT - Spreiding toptijd

GDT- Gemiddelde daltijd

SPDT- Spreiding daltijd

MED- Mediaan waarde van de periode, waarde door 50% van de golven overschreden.

GTS- Signifikante periode (gemiddelde periode van het grootste 3e deel van de golfperioden.

Naast bovengenoemde parameters kan het programma desgewenst de overschrijdingsfrequenties voor golfhoogten en perioden geven.

Indien gewenst wordt in het programma het variantie dichtheidsspektrum bepaald. Dit gebeurt met behulp van de Fast Fourier Transform, voor een omschrijving hiervan wordt verwezen naar het kollege Metingen en de publikatie van de D.I.V.
Behalve het energie dichtheidsspektrum als zodanig wordt nog bepaald:

- De potentiële energie voor filtering [cm²] PEVF

$$\left\{\sum_{i=1}^{n} (W_i)^2\right\}/_{2n} \quad \text{met waarnemingsreeks } W_i \quad n=1,\ldots n$$

- De potentiële energie na filtering [cm²] PENF
Door eliminatie van de oninteressante frequenties wordt uit de waarnemingsreeks W_i een hoog frequente reeks verkregen, waarvan de potentiële energie PENF is. (zie form III-4-2).

- De potentiele energie van het spektrum ($\equiv \frac{1}{2}.m_0$) PESP

- Verder worden m_0, m_2, m_4 en esp($\bar{\varepsilon}$) bepaald voor x % van de energie van het spektrum, deze worden aangeduid met M0X, M2X, M4X, ESPX.

- Evenzo voor de totale energie, worden m_0, m_2, m_4 en ε^2 berekend (M0, M2, M4, EPS).

$$\varepsilon^2 = 1 - \frac{m_2^2}{m_0 . m_4} = 1 - \nu^2 = 1 - \frac{\bar{T}_m}{\bar{T}} \qquad (\text{III-4-3})$$

Voor een smal spektrum wordt $\bar{T}_m \approx \bar{T}$ en $\varepsilon^2 \approx 0$, terwijl bij een breedspektrum $\varepsilon^2 \approx 1$ is. (zie form. II-8-17)

In het programma wordt dus per frequentie de variantie bepaald wat een tamelijk woeste indruk zal

geven. Vandaar dat hier ook enkele malen wordt gemiddeld (zie het vooraf gaande).
In het totaal wordt KK maal lopend gemiddeld over een lengte (2 x FI - 1). DF, (KK en FI zijn invoer-gegevens) met $DF = {}^{1}/_{N} * DT$ en DT is de tijdstap

Voor de bepaling van FI nemen we

$$FI = \frac{0.0\,\emptyset}{6.\,DF} + \frac{5}{6}$$

Deze relatie is empiries bepaald als kompromie tussen afleesbaarheid en werkelijke uitvoer.
Voor de waverider nemen we dus bij een registratie duur van 20 min. FI = 17 en KK = 3.
Voor de stappenbaak kunnen we de FI - waarde uit de volgende grafiek halen:

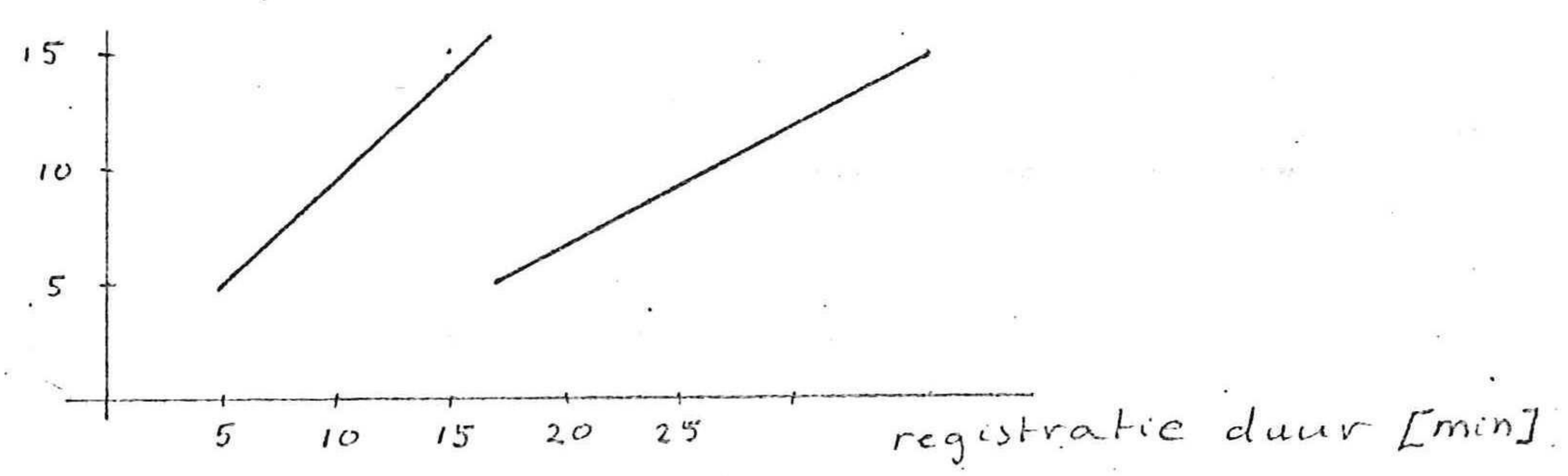


fig III.-4-3.

N.B. Bij energiedichtheid moet wel bedacht worden dat hier steeds de faktor ρg wordt weggelaten.

III - 5 Onzekerheden en voorstellen tot verbetering.

In deze paragraaf zullen na een bespreking van de optredende problemen en mogelijk daaruit voort vloeiende onnauwkeurigheden, voorstellen tot verbetering worden gedaan.
Na de behandeling van de verschillende instrumenten volgen nog enige algemene opmerkingen.

a. De getijschrijver

Zoals ook bij de voorafgaande keren was het erg moeilijk dit apparaat trillingsvrij op te hangen, zodat bij zwaar weer geen gladde getijkromme werd verkregen.
Verder was het een probleem om het papier op de juiste tijd in te stellen. Hoewel een zwaarder platform een gladdere getijlijn zou hebben gegeven, was het instrument evenwel voldoende nauwkeurig voor deze metingen.

b. De Wemelsfelder

Het instrument, dat zeer bedrijfszeker is, heeft mechanies als enig nadeel, dat er wel eens knopen in de nylondraad willen komen. De vlotter zorgt voor een afronding van het golfprofiel wat zeker in de brandingszone een verlies aan golfhoogte betekent. Onderzoekingen hebben uitgewezen dat de Wemelsfelder 10 - 30 % te lage waarden aangeeft. (zie bijlage II). Doordat de kast veel open was om aantekeningen op het waspapier te maken, gaf dit bij vochtig weer wel eens moeilijkheden doordat het waspapier slecht vocht kon verdragen. Voor het gebruik dat van de resultaten

werd gemaakt, was het instrument voldoende betrouwbaar. Hoewel de uitkomsten van de Wemelsfelder niet direkt in dit verslag zijn verwerkt, heeft hij indirekt wel gediend om de resultaten van andere instrumenten te verifiëren.

c <u>De staopenbaak.</u>

Na een wat moeilijke installatie van het 12 m. lange gevaarte, heeft het instrument voor de rest zeer goed gedraaid. Er zijn ± 100 registraties van 15 minuten gemaakt. Problemen deden zich voor bij de elektroden.
De opsteltjes geplaatste elektroden, werden snel beschadigd door golfklappen, zeewier en door kinderen, die ontdekten dat na enig bewegen de elektroden afbraken, zodat de buit mee naar huis kon worden genomen. Van de 200, in het begin aanwezige elektroden, waren er aan het einde van de metingen nog maar ±160 over. Aan gebruik van een gladde baak (lint) moet dan ook wel de voorkeur worden gegeven, als het probleem van afdruipend water goed is opgelost. Ondanks de afgebroken elektroden bleken de waarnemingen niet te worden beinvloed zodat ook de afgebroken elektroden gewoon hun bijdrage doorgaven. Gedurende het meten viel op, dat in het begin de komputer output van de ponsreg. en de penrecorder dezelfde resultaten gaven, doch dat plotseling zonder dat iemand een vinger naar het apparaat had uitgestoken de penrecorder ongeveer twee keer zo grote waarden als de output begon te geven. (dit werd ontdekt via kontrole van H_{max}).
Bij kontrole van de penrecorder via het aflezen van waarden op de peilschaal bleek, dat de penrecorder

ongeveer 2x te groot schreef.
Het lijkt dan ook verstandig om de stap-penbaak na installatie te testen door één voor één de elektroden met elkaar te verbinden. Op de penrecorder kan dan worden nagegaan in hoeverre deze stapjes van 5 cm. worden gevolgd. Tijdens deze meetperiode was dit onmogelijk, gezien de hoeveelheid afgebroken pennen.
Een ander nadeel was de geproduceerde hoeveelheid ponsband, welke niet automaties werd opgerold. Dit betekende na afloop van een meetdag een wanordelijke hoeveelheid ponsband met de gevaren van beschadigen e.d.
Verder is het een ernstig nadeel dat de registraties niet, zoals bij de W.R, worden begonnen en afgesloten met een tijdsaanduiding. Door de afwezigheid hiervan, treed snel verwisseling van registraties op.
Resumerend kan worden gesteld, dat na het wegnemen van de twijfels door extra testen toch wel van een betrouwbaar instrument kan worden gesproken. Vervanging van de steeltjes baak door een gladde, verbetering van de verwerking van de ponsbanden door automatics oprollen, meeponsen van één tijdsaanduiding en regelmatig testen van de schaal, zal een betrouwbaar instrument doen ontstaan.

d De Golfboei (Wave - rider)

Gezien het feit dat men al een aantal jaren ervaring heeft met deze apparatuur was het vreemd dat de resultaten weinig bevredigend waren.
De benodigde tijd om tot een min of meer betrouwbare interpretatie van de metingen te komen was zeer lang. In het hiervolgende zullen de verschillende problemen aan de orde komen.
We zullen wel onderscheid maken tussen fouten en onnauwkeurigheden die bij de golfboei horen en gebreken die speciaal bij onze metingen optraden
Van de 1e groep willen we speciaal noemen:

1. Vergelijkingsmetingen met andere golfmeters.

De vergelijkingsmetingen, die tot nu toe zijn gedaan zijn beperkt van opzet geweest. Een volledige serie vergelijkingsmetingen met de meer betrouwbare stappenbaak, zouden veel twijfels wegnemen, die tijdens deze metingen zijn gerezen. Volgens Battjes is de Rijkswaterstaat wel met de opzet van deze metingen bezig. Maar het plaatsen van een stappenbaak op diep water geeft nog al veel problemen.

2 Onnauwkeurige plaats van de boei.

Door de verankering van de boei aan een lijn van ± 40 m. is de plaats van de boei op ± 40m bekend, als we mogen aannemen dat de verankering voldoende plaats vast is. Dit laatste was in Egmond niet het geval, daar na een zware storm, boei + verankering op het strand terecht waren gekomen. Met een zwaarder betonblok kan dit worden opgelost. De aanlandige wind tijdens de metingen maakt het vrijzeker

dat de verankeringslijn in de richting van de kust is getrokken, zodat bij een verankering op 680 m de boei wel op ± 640m zal liggen. Bij berekeningen is evenwel steeds 680 m aangehouden, zodat de diepte 0,35 m te groot is verondersteld. Het is voornamelijk de c die hiermee werd bepaald, deze is volgens een tanh(kd) van de diepte afhankelijk, zodat de fout van ± 5 % in de diepte, reduceert tot 2,5 % bij T=10sek. en tot 1 % bij T = 4 sec, in de voortplantingssnelheid. Tijdens de metingen werd regelmatig de afstand uit de kust gekontroleerd.

3 Breuk van de pees.

De verankeringslijn bestaat voor een groot deel uit een lange dikke pees van rubber, met een breukrek van 700 - 1000 % en een minimale kristallisatie van het rubber bij lage temperaturen. Toch is een breuk van deze pees niet onmogelijk gezien onze ervaring.

4 Overvaren door vissersschepen.

Ondanks een licht op de boei, moet via waarschuwingsboeien de plaats van de W.R. duidelijk gemarkeerd worden; zodat de boei niet in netten verstrikt raakt, zoals de ploeg in 1972 meemaakte.

5 Goede ontvangst.

Afstemmen van de recorder op de boei is met de hand mogelijk. Evenwel is automaties afstemmen m.b.v. een kristal te prefereren, daar de eerst genoemde manier vaak een slechte ontvangst betekent, en dat betekent „noise" (⇒ onbruikbaar signaal).

6 Induktie

Door het gebruik van 2 recorders (M en N) naast elkaar hadden we de indruk dat er beinvloeding van de een door de ander optrad. Nadat namelijk M uitviel, gaf N een storingsvrij signaal, wat daarvoor niet zo was.

7 Problemen bij de verwerking tot ponsband.

- Ontsporen van de ponsband. De enige oplossing is konstant toezicht bij de apparaten te hebben.
- Bij een hoge vochtigheidsgraad in het vertrek loopt de ponsband vast. Remedie; zie boven en gebruik van geoliede ponsbanden, terwijl de beste oplossing een droog vertrek is.
- Synchronisatie fouten: Door het feit dat er voor het weergeven van één getal, 2 regels worden gebruikt leest de komputer totaal andere getallen als geponst zijn, doordat de 2e regel voor de 1e regel wordt aangezien en omgekeerd. Slechts verbetering van het voorbewerkingsprogramma kan hier oplossing geven. Soms is reparatie mogelijk, maar dit vereist veel speurwerk om de fout eerst te vinden.
- Pariteitsfouten zijn eenvoudig te herstellen.
- Ovale gaten kunnen ontstaan door het stroef lopen van de ponsmachine, zodat de remedie ook hier een voortdurende kontrole en een geoliede band is.

Gebreken en bijzonderheden die speciaal bij onze metingen optraden zijn:

8 Spiegelbeeld

De analoge registratie van recorder N was het spiegelbeeld van de registratie van recorder M.

Indien ook de digitale uitvoer het spiegelbeeld is, kan het gevolgen hebben voor de top- en daltijden in de registratie. Nu worden deze in dit rapport niet gebruikt en voor het spektrum is het niet van belang.

9 Dal en toptijden zijn ongeveer gelijk

Dit geldt uitsluitend voor de beide boeien op 680 en 1280 m. uit de kust, daar de toptijd bij de stappenbaak duidelijk kleiner is als de daltijd. Kontrole van registraties op andere plaatsen en door andere boeien gaf een zelfde beeld te zien, zodat dit niet als een speciale afwijking bij onze metingen kon worden beschouwd.

10 Wat is het energiedichtheids spektrum?

De spraakverwarring, die hierover kan óntstaan is enorm. Doordat er in de nota van de D.I.V was aangegeven dat het oppervlak onder het spektrum, voor filteren is

$$P.EVF = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (W_i)^2 \qquad (III-5-1)$$

waarin W_i - $(i = 1, 2, \ldots n)$ de waarnemingsreeks voorstelt, hebben we hier duidelijk te maken met de variantie van het signaal. Verderop wordt evenwel gesteld dat $S(f)$ de potentiële energiedichtheid bij een frequentie f voorsteld. Dit is duidelijk in strijd met (III-5-1). Bij nadere informaties bleek dat de potentiële energie werd berekend wat voor het vinden van de variantie, vermenigvuldiging met twee nodig maakt.
Dit alles met inachtneming van de faktor p.g.
Ik zou dan ook willen pleiten voor het volledig loslaten van uitdrukkingen met energie, omdat ten

eerste, gezien de dimensies, geen energie wordt berekend en verder het vermenigvuldigen met 2 suggereert dat potentiële- en kinetiese energie gelijk zijn wat nog zeer te bezien valt. Opdat elke gebruiker zich steeds realiseert wat hij doet, is het goed dat de gebruiker ìde stap van variantie naar energie doet, waarbij hij beoordeelt of deze stap geoorloofd is of niet.
Hetgene dat wordt berekend, is de variantie en wel de bijdrage aan de variantie per frequentie band, zodoende zou ik dan ook voor willen stellen om het variantie te noemen.

II Verschillen tussen analoge en digitale registraties

Bij het vergelijken van de analoge en digitale registraties door recorder M bleek dat voor de meeste dagen de analoge registraties 2x zo groot waren als de digitale. De vraag moest dus gesteld worden of deze registraties waardeloos waren of dat toch één van de twee, en zo ja welke, nog voldoende nauwkeurig en dientengevolge bruikbaar was.
Oplossing van dit probleem is gebeurt via vergelijken van de simultane registraties door de verschillende recorders. Als we boeien en recorders op een rijtje zetten ziet het er als volgt uit.

		GOLFBOEI		
PLAATS	RECORDER	A (1280 m)	B (680 m)	C (± 10.000m)
Egmond	M	X	X	X
Egmond	N	X	X	
Ymuiden	IJ			X

Dus bijv. recorder M heeft zowel boei A, B als C geregistreerd, terwijl Ymuiden uitsluitend C ontving.

Daar de diskrepanties alleen bij recorder M optraden is uit de vooraf gaande tabel te zien, dat we bijv. Ymuiden C kunnen vergelijken met simultane registraties van boei C door recorder M, en zo ook wat betreft boei A en B via M en N. Via interpolatie tussen de verschillende digitale registraties is een grafiek op te stellen. van de H1/3 van dezelfde boei, op verschillende recorders. (zie bijlage 12). Gezien het duidelijke verband tussen de punten op deze grafiek, leek een vergroten van de stap met een faktor twee, bij recorder M, een verantwoorde oplossing. Na aanpassing van de verwaarlozingen in golf-hoogte en tijd, was het resultaat van deze stap een preciese verdubbeling wat de hoogtes betreft, terwijl de variantie 4x zo groot werd. Resumerend kan worden gesteld dat de geponste registraties altijd 2x te klein zijn geweest, terwijl de analoge registraties bijna voortdurend 2x zo groot zijn geweest als de geponste. Bij nauraag later, bleek dat er een fout was gevonden in de analoog-digitaal omzetter, welke dus verantwoordelijk zou moeten zijn voor het veranderlijke gedrag van het analoge signaal. Verder bleek, daar recorder M lang was ingezet op het yselmeer en daar een zeer korte golfslag heerst, de bemonsterings frequentie te zijn verlaagd van 0,5 naar 0,25 sekonde. Optellen van 2 achter-eenvolgende bemonsteringen en delen door 2 moest het te ponsen signaal leveren. Hierin moet een fout zijn geslopen., zodat niet door 2 maar door 4 is gedeeld. Deze faktor 4 is niet bevestigd door de studiedienst Hoorn, de rest van het verhaal wel.

De bovenstaande verantwoording van het vermenig-

vuldigen van de output van recorder M met 2 houdt niet in dat het eindprodukt nu juist is. Het is nu slechts in overeenstemming met de andere simultane registraties.

12. Verschil in demping tussen recorder M en N.

Als laatste opmerking nog het verschil in demping tussen M en N. Bestudering van de komputer-output geeft een iets lagere gem. periode voor N dan voor M en in het spektrum van N vinden we grotere bijdragen aan de hogere frequenties. Een reden, hiervoor zou kunnen zijn dat bij M 4x per sekonde wordt bemonsterd, optellen en delen door 2 geeft 2x per sekonde een registratie, terwijl bij N rechtstreeks 2x per sekonde bemonsterd wordt.
Voor M betekent dit middelen over 2 punten, dus een soort laag doorlaat filter ofwel onderdrukken van hoge frequenties. (> f = 0,5)
De uiteindelijke invloed hiervan op de berekeningen lijkt niet groot, gezien het feit dat het met name eerst voor perioden kleiner dan 2 sek. echt van invloed begint te worden.

Resumerend:

1. Onzekerheid van juiste werking W.R. in het algemeen
   ⇒ testprogramma opzetten.
2. Onnauwkeurige plaats. ⇒ zware verankering en niet in (ondiep) water met sterk hellende bodem gebruiken.
3. Breuk van de pees ⇒ testprogramma.
4. Overvaren door vissersschepen ⇒ gasboei. leggen.
5. Goede ontvangst ⇒ kristallen gebruiken.
6. Induktie ⇒ goed testen voor de metingen.

7. Mechaniese problemen ⟹ droge ruimte en konstant toezicht aanwezig.
8. Spiegelbeeld ⟹ testprogramma.
9. Dal- en toptijden gelijk ⟹ testprogramma.
10. Energiedichtheidsspektrum ⟹ variantiespektrum. spektrum D.I.V met 2 vermenigvuldigen.
11. Verschillen tussen M en N. ⟹ M 2x 20 groot maken, uittesten vooral voorkomt dit soort problemen.
12. Verschil in demping. ⟹ Uittesten vooral de hoge momenten en ε^2 bekijken.

e De E.P.C.O. (2 komponenten snelheidsmeter)

Hoewel in dit verslag geen gebruik is gemaakt van de resultaten van dit instrument, wil ik U onze ervaringen toch niet onthouden.
Door het zeer laat arriveren van het instrument, zijn onze ervaringen ermee, beperkt tot 2 meetdagen waarna het tijdens een storm van het platform is geslagen. Enige zaken waarop gelet moet worden zijn.

1. Vochtgevoeligheid. De versterker van dit instrument is hier zeer gevoelig voor, zodat de calibratie van dit instrument totaal ontregeld raakt. Papier wat niet automaties wordt opgerold en pennen, die bij het minste geringste weigeren, geven veel tijdsverlies. Er is evenwel ook een waterdicht type in de handel.
2. Schommelingen netspanning De gevoeligheid hiervoor vraagt voortdurende kontrole van de netspanning.
3. Induktie. Een ingeschakelde walkie-talkie in de nabijheid geeft een zodanige storing, dat de registratie over de tijd dat de walkie-talkie was ingeschakeld niet meer te gebruiken is.
4. Calibratie. Vooraf testen geeft zekerheid omtrent de schaal van registratie.

Verder lijkt het een veelbelovend instrument, dat indien goed uitgetest en° regelmatig gekontroleerd een goed inzicht in de watersnelheden in diepere lagen kan geven.

f. De Altometer

Daar in dit verslag voornamelijk gekeken is naar het brandingsstroomprofiel en niet zo zeer naar de snelheid op één vaste plaats, is deze registratie niet in het rapport gebruikt. Uit vorige rapporten blijkt dat het een goed funktionerend instrument is. Tijdens deze laatste metingen deden zich wat moeilijkheden voor. De ijking d.w.z. het instellen van de nullijn vond pas tegen het einde van de metingen plaats. Voordie tijd werd er dus wel geregistreerd, alleen de nullijn was nog niet exakt bepaald. De ijking geschiedde door de altometer te demonteren en in een vat stilstaand water te deponeren. Het vaststellen van de nullijn d.m.v. ijking verliep niet best. Als de versterker een nulsignaal gaf, volgens de daarop gemonteerde meter, gaf de schrijver een uitslag. Beiden konden niet naar elkaar toe getrokken worden. Later toen de altometer was gedemonteerd en onderzocht, werd vernomen dat de versterker kapot was. Verder waren er onduidelijkheden over de schaal en ook dit instrument was gevoelig voor de walkie-talkie in de stand zenden. Onderzocht moet worden of de zender van de stappenbaak eenzelfde invloed uitoefent. Vermoedens gingen in die richting, omdat af en toe bij starten van de stappenbaak de altometer een vreemde uitslag gaf.
Evenals vorig jaar werkten de debiet-meters niet kortom uitvoerige checking en vooral calibratie van deze apparaten voor de installatie is wenselijk.

g. Filmkamera.

Bepaling van de invalshoek door het filmen van een serie golven moet indien enigzins mogelijk worden vermeden. De spreiding van de golfhoek op ondiep water is oneevenredig groot, doordat we de golfkammen slechts over een lengte van 10 m. beschouwen. Op bijlage 10 onderste foto wordt het bovenstaande duidelijk geillustreerd. Het aantal (± 30) gemeten hoeken per registratie, zal hopenlijk deze toevallige afwijkingen onderdrukken, tenminste als die uniform verdeeld zijn, voor wat betreft de gemiddelde hoek. De berekende spreiding zal evenwel zwaar overtrokken zijn, bij deze metingen kwamen op waterdieptes van 1 m. nog regelmatig spreidingen voor van ± 10°. Luchtfoto's maken het evenwel mogelijk om op verantwoorde wijze uit het totaal overzicht een gemiddelde hoek te bepalen, die beter met de realiteit overeen zal komen. Dit zou dan ook, indien de financiële middelen daartoe beschikbaar zijn, verreweg te prefereren zijn boven het gebruik van de richt- en foto palen.

h. Fluoride

Zoals reeds in paragraaf 3 aangegeven, zal de nauwkeurigheid bij kleine snelheden teruglopen t.g.v de verstrooiing van de vlek. Voor de berekeningen in dit verslag zijn dan ook bijna uitsluitend dagen gebruikt met flinke snelheden.
Afgezien van het feit dat deze vloeistof slecht afwasbare vlekken achter laat op kleding en handen, is toch op een snelle en goedkope manier een goede indruk te krijgen van het brandingsstroomprofiel

j. Enige algemene en organisatoriese opmerkingen

De hiervolgende opmerkingen slaan uitsluitend op de metingen, zoals ze in Egmond aan Zee zijn gehouden.

- zoals ook de vooraf gaande meetploegen, vinden wij het eveneens raadzaam om een soort meetleider met de ploeg mee te laten draaien. In ieder geval in het begin. Op die manier worden allerlei fouten, gemaakt door gebrek aan ervaring, voorkomen.

- ten overvloede zij hier nogmaals vermeld, dat alle apparatuur voor de metingen goed moet zijn getest en nagekeken.

- Het zal de metingen zeker ten goede te komen, indien de T.H. mogelijkheden biedt afstudeer objekten te koppelen aan deze metingen en deze met procenten te honoreren. Op die manier wordt een meer hechte relatie tussen de meetgroep en de metingen verkregen. De interpretatie van de meetresultaten vormt zeker werk voor een heel jaar.

- Evenals een meetleider is het noodzakelijk een elektronikus kontinu bij de metingen aanwezig te laten zijn. Omdat het gebruik van elektroniese apparatuur de laatste jaren bij elke meetperiode toeneemt, wordt de kans op uitvallen van de instrumenten groter.

- Het is zeker bevorderlijk voor een goede start van de nieuwe meetploeg indien voor de aanvang van de metingen een oud meetrapport ter inzage

wordt verstrekt. Ditzelfde geldt voor beschrijvende literatuur aangaande de apparatuur en hun werking.

- Voor metingen van deze omvang zijn ten minste 4 personen nodig, naast de aanwezigheid van een meetleider en een elektronikus.

- Raadzaam is een ieder de verantwoordelijkheid op te dragen voor een deel van het instrumentarium. Zo worden minder gauw bepaalde dingen over het hoofd gezien, zoals bijv. het vernieuwen van rollen voor de recorders etc. Uiteraard behoeft de uitvoering van de verschillende handelingen aan een apparaat niet gekoppeld te worden aan degene die de verantwoording ervoor heeft.

- Het verdient aanbeveling om ook de ontvangers van de Wave riders op te stellen in het hok op het duin. Vastlopen van ponsbanden kan dan tijdig worden ontdekt en verholpen. Tevens wordt waarschijnlijk de ontvangst van het binnenkomende signaal beter (denk wel om onderlinge induktie)

- Indien apparatuur wordt gebruikt welke gevoelig is voor spanningsschommelingen, is een stabilisatie voor de stroomvoorziening wenselijk. De elektriciteit wordt namelijk betrokken van het einde van het leidingnet, zodat ernstig met spanningswisselingen rekening moet worden gehouden.

- De steiger was na een week klaar voor gebruik. Het is jammer, dat de aankomst van de diverse apparatuur zolang op zich liet wachten.

- Het verdient aanbeveling om westelijk van het

platform nog wat palen in de middenraai in te spuiten. Het is namelijk van belang om de bodem helling te weten voor de plaats, waar de golven worden gemeten (Stappenbaak en. Wemelsfelder.)

Ten overvloede zij opgemerkt dat deze paragraaf niet de bedoeling heeft de metingen in Egmond aan Zee af te breken, maar slechts als bijdrage is bedoeld om dit soort metingen een grotere effektiviteit en betrouwbaarheid te geven.

Na deze vrij uitgebreide omschrijving van de metingen zullen in het volgende hoofdstuk de in hoofdstuk II besproken theorieën worden getoetst aan de resultaten van de metingen in Egmond aan Zee.

IV VERGELUKEN VAN THEORIE EN METINGEN.

IV-1 Programma voor shoaling en refraktie

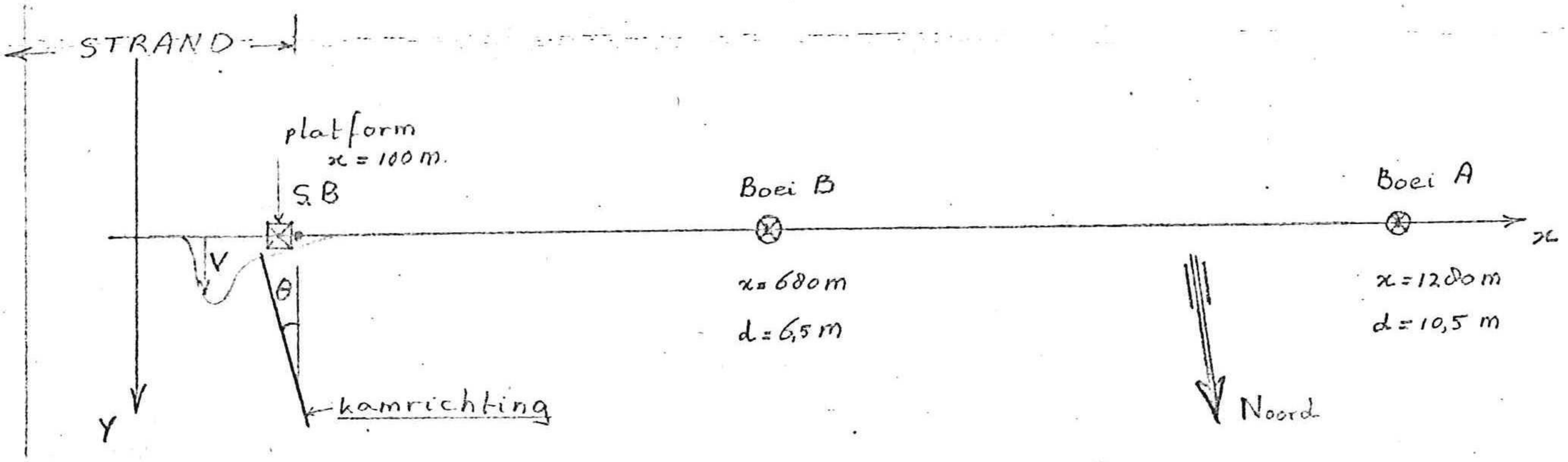
Inleiding

In deze paragraaf zal na een korte uiteenzetting van de bedoeling van dit refraktie programma eerst een overzicht worden gegeven van de min of meer simultane registraties per meting, waarna de te toetsen theorie nog eens kort wordt samengevat.
Vervolgens komen er enkele problemen, die zich bij het programmeren voordeden ter sprake, terwijl als laatste punt, de aannamen worden besproken en van kritieke kantlekeningen voorzien.

Voor het maken van een goede refraktie-berekening, is naast de kennis van de aanwezige spektrale komponenten ook de hoek van inval nodig.
Daar de enige hoek, die ons bekend is, de hoek van inval bij de stappenbaak is (zie fig IV-1-1), moet met deze hoek dan ook gewerkt worden.
Er wordt nu verondersteld, dat alle spektrale-komponenten dezelfde hoek bij de stappenbaak hebben.
Met dit uitgangspunt is via Snellius voor elke frequentie een hoek bij boei A uitterekenen. Indien dit voor elke komponent wordt gedaan is met het gemeten ééndimensionale spektrum van boei A een 2 dimensionaal spektrum bekend, waarin elke komponent zijn eigen hoek en frequentie heeft. Indien we nu via refraktie en shoaling naar binnen lopen, kunnen we de gemeten variantiedichtheid van boei B vergelijken met de vanuit boei A berekende. Dit kunnen we ook voor de stappenbaak

doen, als we voorlopig alleen dagen nemen met geen brekende golven tussen boei A en de stappen-baak.

De bedoeling van dit onderdeel van het afstudeer-werk is dus om via een rekenprogramma van boei A (1280 m uit de kust) naar boei 13 (680m uit de kust) en vervolgens naar de stappenbaak (S.13) op het platform te gaan. (zie fig IV-1-1)
In eerste opzet alleen met shoaling en refraktie, dus zonder enige vorm van dissipatie.
Als latere uitbreiding van het programma werd gedacht aan het meenemen van b.v. bodemwrijving.



V = brandingsstroomsnelheid

fig. IV-1-1

Bij een normale registratie zijn de volgende resultaten min of meer simultaan verkregen.

a. Boei A ; Het spektrum $S(f)_A$
b. Boei B ; Het spektrum $S(f)_B$,
c. S.13 ; Het spektrum $S(f)_{S.13}$.
d. Op x=100m; De gemiddelde kamrichting met standaard-afwijking. ($\bar{\theta}$ en σ_θ)
e. Getijschrijver; De waterstand op x=100. (G.W.N).

Theorie

Bij de opzet van het programma zijn de formules uit paragraaf II-4 gebruikt.

Voor shoaling

$$c = c_0 \tanh kd \quad \text{met} \quad c_0 = \frac{gT}{2\pi} \qquad (IV-1-1)$$

$$L = L_0 \tanh kd \quad \text{met} \quad L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \qquad (IV-1-2)$$

en voor refraktie, terwijl de golfstraal een hoek θ met de x-as maakt,

$$\frac{\sin\theta}{c} = \text{konstant}. \qquad (IV-1-3)$$

Als de dieptelijnen recht zijn en evenwijdig aan de kust en de dissipatie verwaarloosd wordt, dan wordt (form. II-4-9)

$$H_1 = H_0 \left(\frac{n_0 c_0}{n.c}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\cos\theta_0}{\cos\theta}\right)^{1/2} = H_0 . K_s . K_r \qquad (IV-1-4)$$

Programma

Uitgaand van de hoek bijde stappenbaak moet men zich wel realiseren dat vanaf een bepaalde periode onder een zekere hoek θ_{SB}, grotere perioden niet in diep water te brengen zijn, doordat ze voor de kust langs draaien. Als we dit in een formule uitdrukken, en θ_{SB}, c_0 en c_{SB} zijn gegeven, dan moet

$$\sin\theta_0 = c_0 \frac{\sin\theta_{SB}}{c_{SB}} = \frac{\sin\theta_{SB}}{\tanh kd} \leqslant 1 \qquad (IV-1-6)$$

zijn en zodoende is $\sin\theta_{SB} = \tanh kd$ een limiet voor de maximaal mogelijke periode. In principe zal getracht worden zoveel mogelijk perioden uit te rekenen, van b.v. 1 tot 30 sekonden met stappen van 1 sekonde. Hierdoor zullen voor $\frac{1}{T} = f$ de grootste dichtheden optreden, waar ook de variantiedichtheid het grootst is en omgekeerd.
We zullen evenwel rekening moeten houden met

de beperking volgens formule (IV-1-6)
Het programma spreekt verder voor zich (bijlage 13)
Ik wil evenwel toch op één punt nader ingaan.
Het betreft de berekening van L uit

$$L = L_o \tanh \frac{2\pi}{L} . d$$

zoals U ziet, komt zowel voor als achter het gelijkteken de te berekenen L voor. Een mogelijke iteratieprocedure zou b.v. zijn om te beginnen met L_o onder de tanh. en steeds de nieuwe L te gebruiken als nieuwe schatting.
Voor T = 9 sek. en d = 2m wordt dit, zoals in fig IV-1-2 is aangegeven onder (X). In ons geval wilden we een nauwkeurigheid bereiken van $|L_n - L_{n-1}| < 0.25$ m., dit betekent meer dan 30 stappen. Een snellere procedure, die het aantal stappen tot ± 1/3 terugbrengt is de schatter,

$$L_n := \frac{L_{(n-2)} + 2L_{n-1}}{3} \qquad (IV-1-7)$$

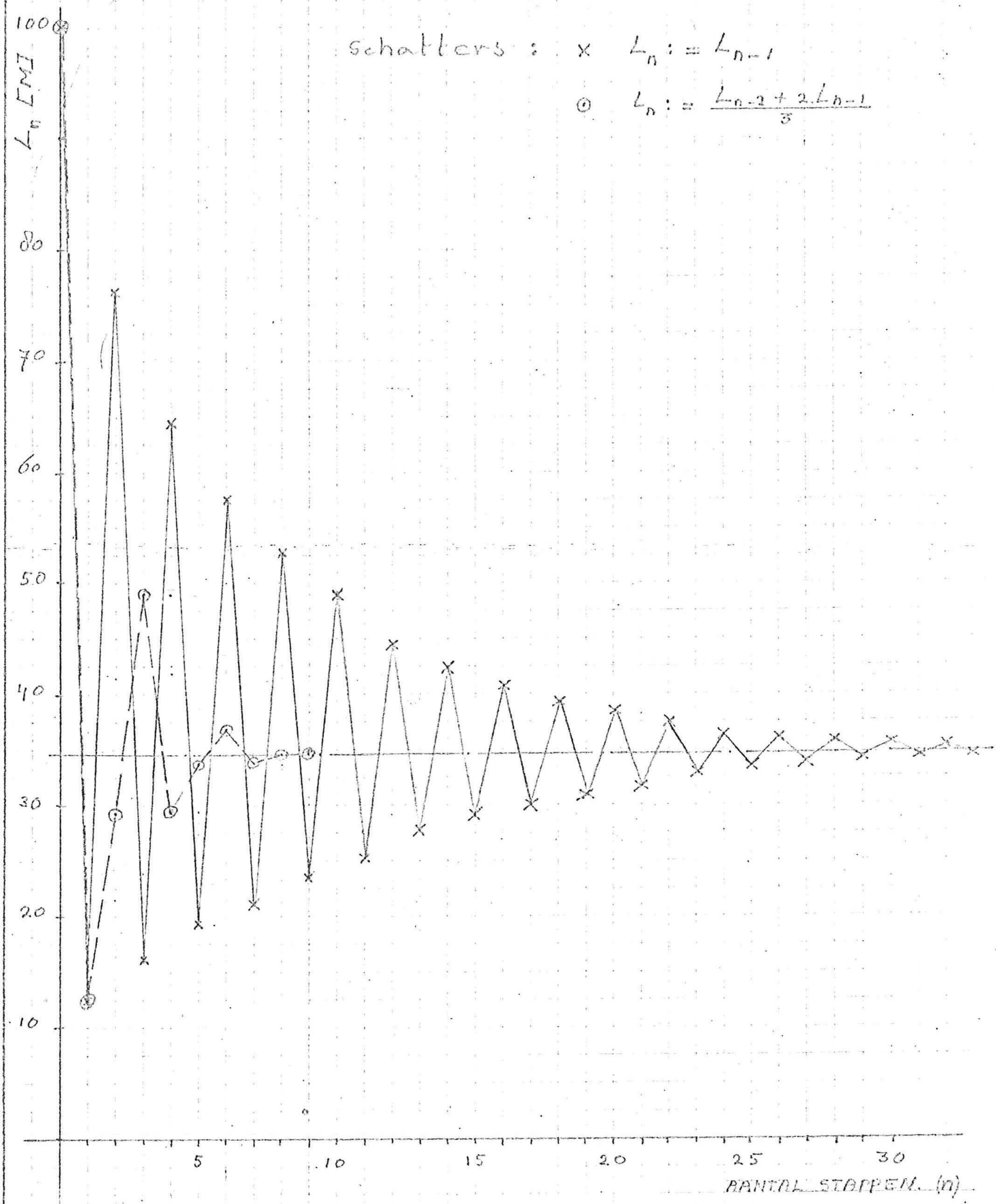
terwijl voor de bepaling van L_1, L_o als schatting wordt genomen. (zie ⊙ in fig IV-1-2).
De besparing in kosten en tijd die men hiermee bereikt is aanzienlijk. Bovenstaande form.(IV-1-7) heeft niet de pretentie de meest optimale te zijn.
Bij zeer intensief gebruik van de berekening van L loont het zeker om een nog betere schatter te zoeken, zoals die van prof. Eckart.

$$(kd)^2 \approx (k_o d)^2 \coth k_o d \qquad (IV-1-8)$$

Deze was me niet bekend bij het schrijven van het programma. In zeer ondiep en zeer diep water is deze formule exakt.

Schatters : × $L_n := L_{n-1}$

⊙ $L_n := \frac{L_{n-2} + 2.L_{n-1}}{3}$



Bepaling van de $L = L_0 \tanh kd$ met $T = 8$ sek. en $d = 2$ m, met verschillende schatters.

fig (IV – 1 – 2)

Aannamen voor de berekening.

1. Evenwijdige diepte_lijnen, dit is een redelijke benadering bij onze kust. (bijlage 5)
2. Rechte diepte_lijnen, ditto.
3. Stationair proces (zie opmerking 1 en 2.)
4. De boeien liggen ondanks hun ketting van 40m. op 680 en 1280 m uit de kust.
5. Alle komponenten hebben bij de stappenbaak dezelfde richting.

Verder houden we in het programma rekening met

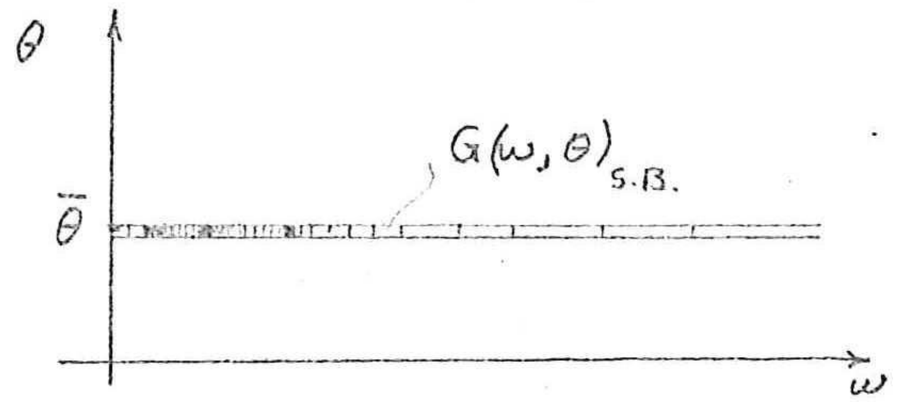
6. $|\sin\theta_{sB}/\tanh kd| \leq 1$

en we nemen eerst metingen waarbij geen brekers optreden tussen het platform en boei A.

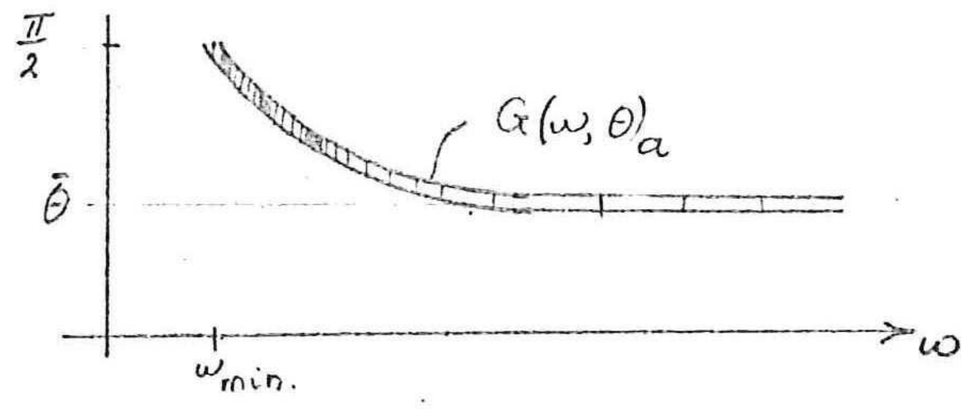
Opmerkingen

1. Bij niet veranderen van de omstandigheden, valt te verwachten dat bij groter wordende waterdiepte ook de spreiding in de kamrichting toe zal nemen en omgekeerd. Bij enkele metingen klopte dit wel, maar meestal gebeurde het tegengestelde, doordat de richting en of snelheid van de wind, of het golfklimaat veranderden. Bij extra- of interpolatie van metingen om een voor- of tussenliggende waarde te schatten, moet dan ook scherp op wind- en golfregistraties gelet worden. (zie bijlage 14 meting 731011).
2. Ook de golfhoek zelf is zeer gevoelig voor veranderingen van de wind, zodat ook met schattingen hiervan, zeer voorzichtig moet worden omgesprongen.

3. Punt 5 heeft toch wel konsekwenties voor het spektrum. Als we het 2 dimensionale spektrum $G(\omega,\theta)$ van de stappenbaak beschouwen, dan wordt dit vereenvoudigd tot een één dimensionaal spektrum $S(\omega).\delta(\theta-\bar{\theta}) = G(\omega,\theta)$



Bij boei A zal door terug rekenen van de verschillende frequenties een geheel ander spektrum ontstaan, wat toch wel een vreemde en zelfs onlogiese vorm krijgt.



N.B. ω_{min} wordt bepaald door aanname 6.
Dus juist de lage frequenties maken de grootste hoek met de kust en de hogere frequenties veranderen relatief weinig. van richting.
Dit lijkt onjuist en wel om de volgende reden,
Als we op diep-water uitgaan van kortkammige golven, zullen in de 1e plaats de lage frequenties beinvloed worden door de diepte vermindering, zodat deze als eersten naar de as ⊥ op de kust zullen schuiven, ofwel de θ zal eerder klein zijn bij de lage frequenties dan bij de hoge.
Dit betekent, dat ook bij de stappenbaak, rustig mag worden aangenomen dat de lage frequenties meer om de 0° zitten en de hogere, de spreiding in de hoek grotendeels veroorzaken. Duidelijk is dan ook dat met name de Lage frequenties wat

refraktie betreft wel overschat zullen worden. Hoeveel, is door gebrek aan gegevens over de richtingen, moeilijk te voorspellen.

4. Een ander niet te onderschatten punt is de richtingenspreiding. In het voorgaande had elke komponent op een bepaalde diepte één bijbehorende richting. Dit is natuurlijk weinig reëel, zoals ook al uiteengezet in paragraaf (II - 8). Als we nu een verdeling voor de richtingen aannemen, zoals in formule (II - 8 - 12,13,14), dan kunnen we de volgende 2 situaties vergelijken bij konstante frequentie.

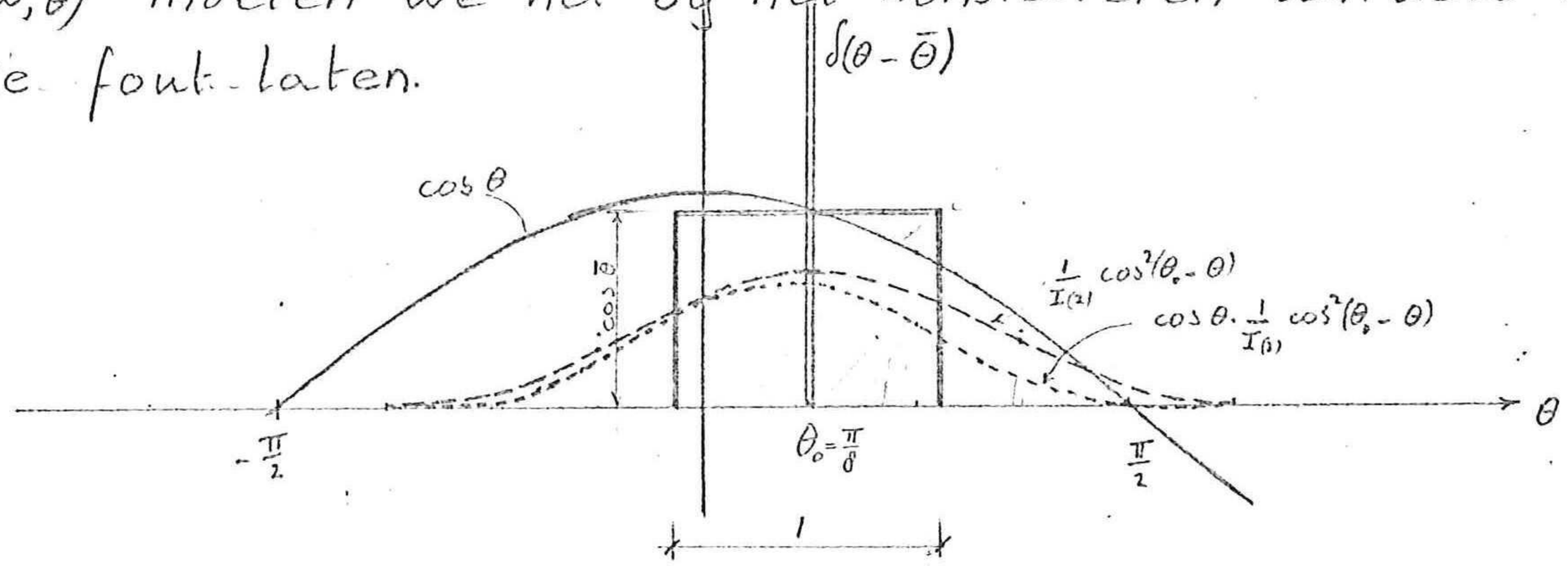
a. Een δ funktie op θ_0

b. Een $\cos^m$ verdeling om θ_0

Als we tenslotte de hoek op ondiep water $\cos\theta_1 \approx 1$ stellen dan is K_r^2 voor a en b te bepalen.

$$\text{a: } K_{r\delta}^2 = 1.\cos\theta_0 \quad \text{t.o.v. b: } \int_{\theta_0-\frac{\pi}{2}}^{\theta_0+\frac{\pi}{2}} \cos\theta \cdot \frac{1}{I_{(m)}} \cdot \cos^m(\theta_0-\theta)\, d\theta = K_{r(m)}^2 \qquad (\text{IV}-1-9)$$

Uitwerken van deze integraal geeft, voor m=2, dat $K_{r\delta}^2$ ca. 15 % groter is dan $K_{r(2)}^2$, als θ_0 niet te dicht naar $\theta=\frac{\pi}{2}$ nadert. Voor het spektrum betekent dit een ± 15 % te grote K_r^2. Door het onbekend zijn van $G(w,\theta)$ moeten we het bij het konstateren van deze mogelijke fout laten.



Grafiese benadering van (IV-1-9)

: oppervlak $\equiv K_{r_2}^2$

: oppervlak $\equiv K_{r\delta}^2$

N.B.1) De verhouding van de oppervlakken is 1 : 0,85

2) Deze fout geldt alleen gaande van diep naar zeer ondiep.

Ingevoerde grootheden.

Daar we slechts op 3 plaatsen de spektra willen berekenen en wel bij boei A, boei B en de stappenbaak kan het aantal te nemen stappen beperkt blijven tot 2.
Om de effekten van de zandbank te bekijken hebben we ook deze tussenstap nog gemaakt, zodat uiteindelijk 4 diepten worden ingevoerd. (fig IV-1-3.)

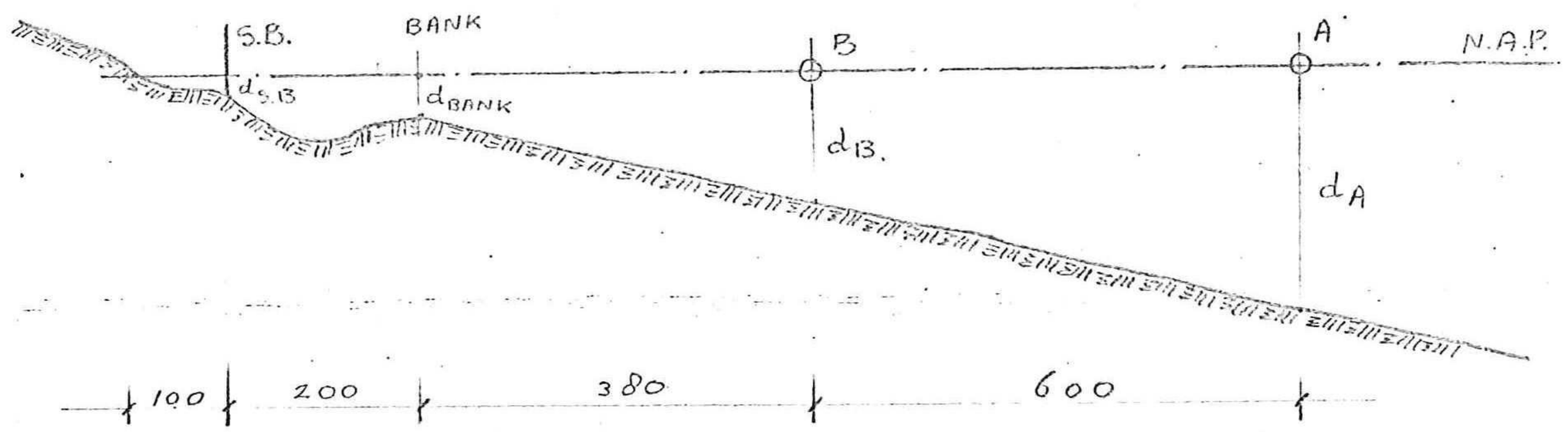


fig. IV-1-3.

Vervolgens wordt de waterstand t.o.v N.A.P. ingevoerd, zodat de waterdiepte op de verschillende plaatsen uitgerekend kan worden.
Na invoer van de invalshoek bij de stappenbaak kunnen de refraktie- en shoalingkoëfficiënten voor de verschillende stappen met het programma (bijlage 13) worden uitgerekend.

De berekende gevallen, betroffen alle, situaties zonder brekende golven tussen boei A en de stappenbaak.

IV - 2 Resultaten van het shoaling en refraktie programma

Alvorens de resultaten te bespreken, eerst wat opmerkingen over het komputerprogramma (zie bylage 13)
Het programma geeft als output bij elke ingevoerde diepte, naast de refraktie- en shoalingkoëfficiënt ook nog θ_o, hoek op diepwater, θ, hoek op de ingevoerde diepte, en niet de getransformeerde dichtheden zelf. Nu is met behulp van deze gegevens de vervorming van het spektrum wel uit te rekenen,
Toch zou het bij meer uitgebreide berekeningen handiger zijn om het te transformeren spektrum als getallen rij in te voeren. en met behulp van de komputer de getransformeerde getallen uit te voeren.
Het programma, zoals het nu is, vraagt nog zeer veel reken werk, alvorens het nieuwe spektrum is verkregen.

Bij beschouwing van de simultane spektra van boei A en boei B, zie fig (IV-1-1) en fig (IV-2-1,2) bleek dat buiten wat toevallige afwijkingen spektrum B wel te benaderen is via de transformatie van spektrum A. bij de gemiddelde hoek $\bar{\theta}$.
Afzonderlyke berekening van de spektra uitgaande van een hoek $\bar{\theta} \pm \sigma_\theta$ geeft slechts kleine afwijkingen. In de fig (IV-2-1,2) liggen deze afwijkingen in de orde van maximaal 6%, t.o.v het spektrum, zoals in de figuur aan gegeven, waarbij van een gemiddelde hoek $\bar{\theta}$ is uitgegaan.
Als we evenwel het spektrum van de S.B. berekenen uit boei A of boei B, dan treden er grote verschillen op tussen het berekende en gemeten spektrum, zie fig IV-2-2. Toch waren er geen brekende golven tussen boei A en de S.B. Een typerend voorbeeld is te zien in fig IV-2-1,2.

DATUM 731011

——— Boei A 14.29 - 14.43 $S(f)_A$

—.—.—. Boei B 14.43 - 14.57 $S(f)_B$

------- $K_r^2 * K_s^2 * S(f)_A \approx S^*(f)_B$

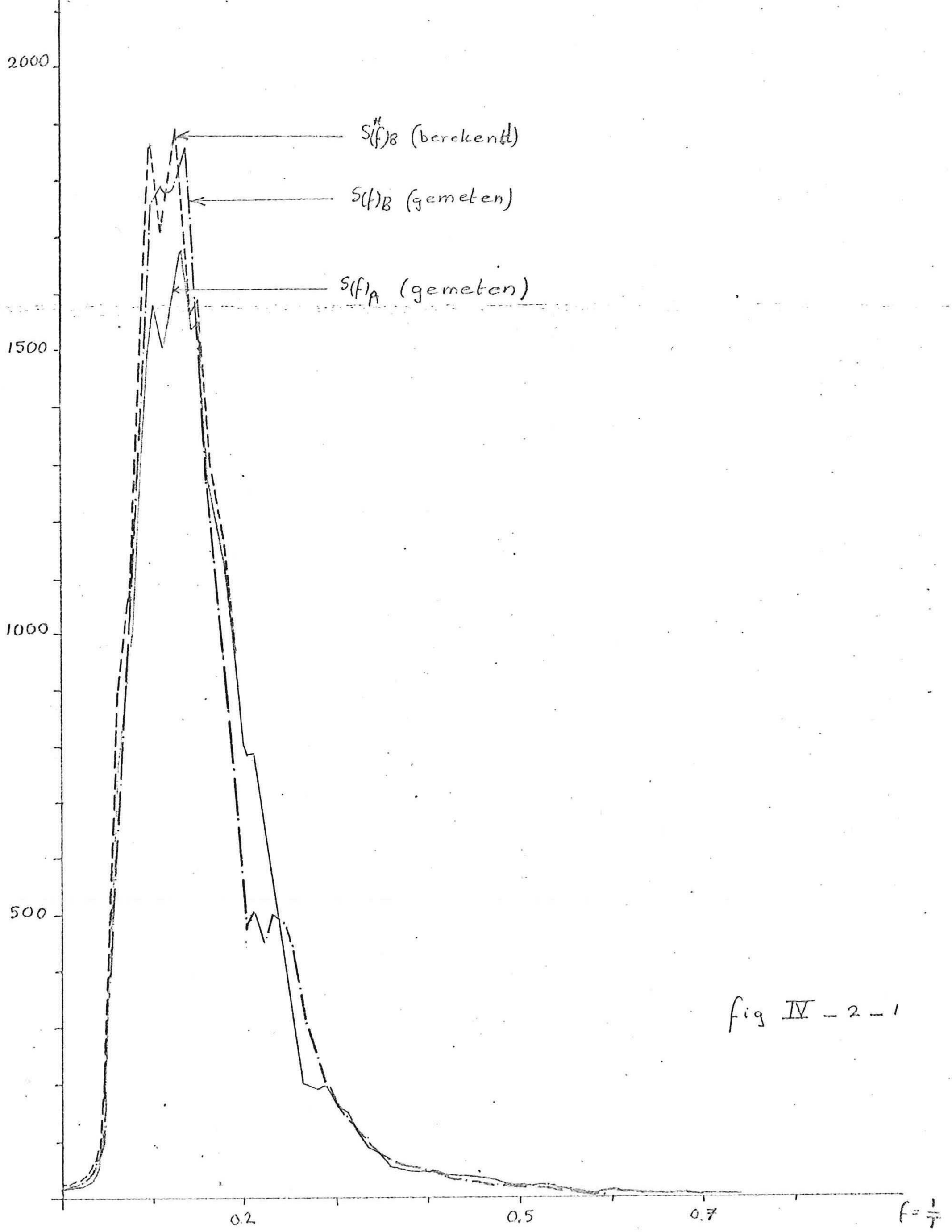


fig IV - 2 - 1

DATUM . 731011

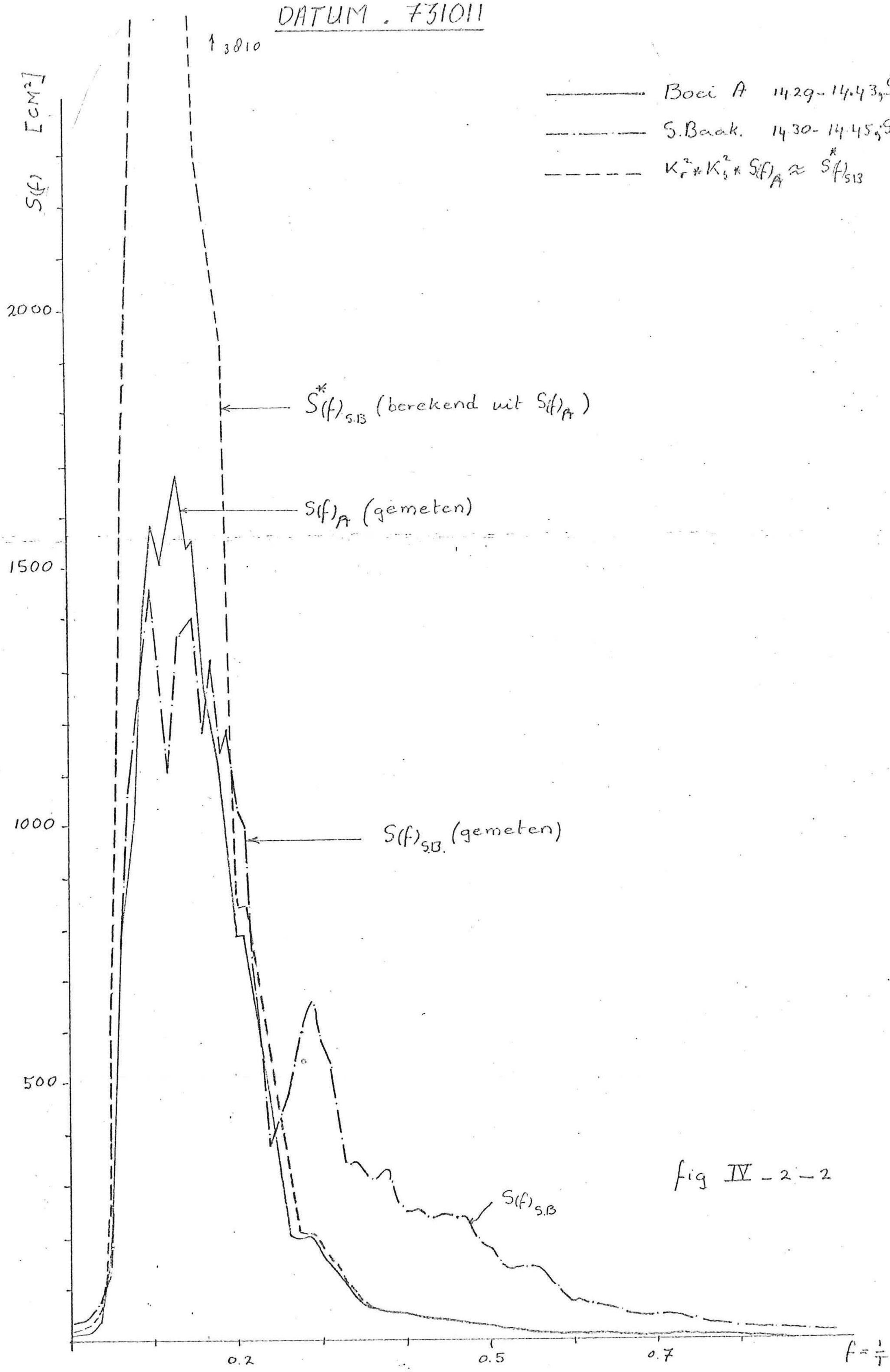


fig IV - 2 - 2

De verschillen die optreden zijn

1e De variantiedichtheid van de piek frequentie van de S.B is veel kleiner dan de berekende.

2e De variantiedichtheid bij de hogere frequenties van de S.B. komen niet overeen met de berekende uit boei A of B, maar zijn duidelijk groter.

De samenhang tussen deze 2 punten lijkt voor de hand te liggen. We hebben hier met een duidelijk niet lineair proces te maken.
Een onderzoek naar dit soort niet-lineaire processen wordt besproken in [13], [14], waar is getracht wat systematiek te vinden in de generatie van de hogere frequenties. De problemen, die reeds bij regelmatige golven en ⊥ inval, optreden zijn zeer groot door afhankelijkheid van de periode, d/L, vorm van de bank, etc. Een door Mason en Keulegan in 1944 voorgesteld kriterium voor een regelmatige, dus zonder vorming van sekundaire toppen, overdracht over een bank, is als volgt. [zie 13 en 14].

$$(H.L)^{1/2} \leqslant \text{ca. } 2 . d_{bank.} \qquad (IV-2-1)$$

Dit kriterium toegepast op de situatie, waarvan de spektra in fig (IV-2-1,2) zijn gegeven, wordt bij gebruik van de gemiddelde periode en de gemiddelde golfhoogte,

$\overline{H} = 0,6$ m.
$\overline{T} = 5$ sek. $\Longrightarrow$ $L_b = 23,1$ m.
$d_{bank} = 2,44$ m

$$(0,6 . 23,1)^{1/2} = 3,83 \leqslant 4,88$$

dus een regelmatige overdracht.
Bij gebruik van de signifikante golfhoogte

en periode, voorspelt het kriterium een onregelmatige overdracht. Zoals we zien is een beïnvloeding door de bank in ons geval zeker mogelijk. Deze onderzoeken betroffen steeds regelmatige golven die loodrecht op de kust en bank invielen. In de metingen hebben wij evenwel met onregelmatige golven te maken, die schuin invallen, terwijl de vorm van de bank niet precies bekend is en ook voortdurend verandert.

Dit geheel maakte verder werken via meenemen van bodemwrijving onzinnig, daar eerst een beter begrip verkregen moet worden van de wijze van generatie van de hogere frequenties.

Resumerend kunnen we de volgende punten vaststellen;

1. Bij de overdracht van windgolven over een bank moet rekening worden gehouden met niet lineaire overdracht.
2. Door de richtingen benadering via de gemiddelde hoek kan de K_n^2 ongeveer 15 % te groot uitvallen, gerekend vanaf diep naar ondiep water.
Om hier meer over te zeggen is een 2 dimensionaal spektrum absolute noodzaak. Het hoeft geen betoog dat hoe smaller het richtingen spektrum, hoe kleiner de afwijking. In ons geval gaan we uit van een variantieschatting bij boei A, hier zal het richtingen-spektrum zeker smaller zijn als op diep water, vooral wat betreft de perioden groter dan 5 sekonden.
3. De invloed van de refraktie op de lage frequenties wordt overschat.

IV - 3 Het brandingsstroom programma.

In dit programma zullen we uitgaande van het spektrum en de gemiddelde hoek bij boei A naar binnen wandelen met een refraktie en shoaling berekening. Als we in de brandingszone komen en het breken optreedt, wordt de tijdens het breken afgegeven energie gebruikt om o.a. een brandingsstroom op te wekken. Het gebruikte afromingsproces voor de brekende golven wordt in paragraaf (II-9) beknopt besproken:
We hebben dan evenals in het vorige programma, zoals beschreven in (IV-1), boei B en de stappenbaak (S.B.) om de berekende en gemeten variantie te vergelijken.

Bij een geschikte meting zijn de volgende resultaten min of meer simultaan gegeven.

a. Boei A ; Het spektrum $S(f)_A$
b. Boei B ; dito
c. S.B. ; dito
d. Op $x = 100$ m. De gemiddelde kamrichting met standaard afwijking ($\bar{\theta}$ en σ_θ).
e. Getijschrijver. De waterstand op $x = 100$ m.
f. Brandingsstroomsnelheden (V) tussen $x = 160$ m en het strand.

Verder werd 1x per dag de bodemhoogte gemeten tussen $x = 100$ en $x = 0$ bij de meetpalen, die op bijlage 7 zijn aangegeven.

De bij de opzet van het programma gebruikte formules zijn kort besproken in par. (II-9). Voor de berekening van de refraktie gebruiken we dezelfde formules als in par. (IV-1).

We zullen nu de opeenvolgende stappen in het programma doorlopen. De volgende zaken worden daarbij bekend verondersteld of tenminste redelijk te schatten.

1e $G(w, \theta)$ op diep water.
2e Verloop van de bodem.
3e Waterstand.

Verder stellen we dat de dissipatie buiten de brandingszone te verwaarlozen is.
Buiten de brandingszone zal geen energie worden afgedragen, zodat de stappen daarbuiten weinig interessant zijn met het oog op de te berekenen brandingsstroomsnelheid V.
Uitgaande van de $G(w, \theta)$ op diep water krijgen we achtereen volgens.

$G(w_i, \theta_m)$ (diep water met $\bar{T} = 2\pi \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}$)

$\Downarrow$ via refraktie en shoaling.

$G_f(w_i, \theta_n)$ (dicpte d)

$\Downarrow$

$$\int_0^{\infty}\int_{-\pi}^{\pi} G_f(w, \theta)\, dw\, d\theta = \frac{E_f}{\rho g} = \frac{1}{8}\overline{H_f^2}$$

$$H_B = 0.14 \cdot \bar{L} \cdot \tanh \frac{\gamma}{0.88} \cdot \bar{k} d \qquad (IV-3-1)$$

$$S_{12f} = \rho g \int_0^{\infty}\int_{-\pi}^{\pi} n \sin\theta \cos\theta \cdot G_f(w, \theta)\, dw \cdot d\theta$$

$\Downarrow$

$$F_f(H_B) = 1 - \exp\left(-H_B^2 / \overline{H_f^2}\right)$$

$$\overline{H^2} = F_f(H_B) * \overline{H_f^2}$$

$$S_{12} = F_f(H_B) * S_{12f}$$

Dus nu is op een diepte d de $\overline{H^2}$ en de S_{12} bekend.
Bij de volgende stap, van steeds 5 m, wordt weer vanuit diep water $\overline{H^2}$ en S_{12} uitgerekend, alleen bij een kleinere diepte.
Het verschil tussen deze 2 berekende S_{12} veroorzaakt de brandingsstroom, ofwel (form. II-6-19)

$$\frac{\Delta S_{12}}{\Delta x} + \overline{\tau}_2 = 0.$$

de $\overline{\tau}_2$ is bepaald in paragraaf II-9.

$$\overline{\tau}_2 = \frac{2}{\pi} \cdot c_f \cdot \rho \cdot V \cdot \frac{\overline{w}}{2 \sinh \overline{k} d} \cdot \sqrt{\overline{F_f(H_3) \cdot H_f^2}} \qquad (IV-3-2)$$

Vervolgens is de V dus uit te rekenen.
Mocht bij de stap voorwaarts de diepte zijn toegenomen, dan moet de $\overline{H_s^2}$ en de S_{12} konstant blijven en wel gelijk aan de $\overline{H^2}$ en S_{12} bij de kleinste voorafgaande diepte. ([1] blz 134)

Het programma zoals in bijlage (15) is een vertaling van het bovenstaande en spreekt verder voor zich:

Aannamen voor de berekening.

1e. Evenwijdige diepte lijnen, dit is een redelijke benadering bij onze kust (bijlage 5).
2e. Rechte diepte lijnen, dito.
3e. Bodem is bekend.
4e. Stationair proces (zie ook opmerking 1 en 2 in paragraaf (IV-1)
5e. Het spektrum bij boei A wordt benaderd door een dubbele deltafunktie, ofwel

$$G_A(w, \theta) = \delta(\theta - \theta_A) \cdot \delta(w - \overline{w}) \qquad (IV-3-3)$$

Hierin is $\overline{\omega} = \frac{2\pi}{\overline{T}}$ en $\overline{T} = 2\pi\sqrt{\frac{m_{0x}}{m_{2x}}}$, zodat deze eenduidig vastligt. Voor de betekenis van M0X en M2X wordt verwezen naar (III-4).

6e. De gemiddelde hoek $\overline{\theta}$ bij de S.B. geeft via de $\overline{T}$ en Snellius een gemiddelde hoek (θ_A) bij boei A.

7e We veronderstellen dat we de golven bij boei A als langkammig mogen benaderen. De berekende S_{12} wordt dus niet gereduceerd om de kortkammigheid te verwerken.

8e De mogelijk optredende set-up wordt verwaarloosd.

9e De wrijvingskoëfficient $c_f = 0.01$.

10e Voor de f in de formule (IV-3-1) wordt 0.08 gebruikt.

Het programma stopt als de waterdiepte kleiner dan 0.25 m wordt.

Opmerkingen

1. De aannamen van punt 5 en 7 houden nauw met elkaar verband. Als we het spektrum smal kunnen veronderstellen wat de richtingen betreft, dan behoeft de S_{12} niet gekorrigeerd te worden voor de kortkammigheid, zoals in (II-9) uiteen gezet. Redelijkerwijs mogen we aannemen, dat bij boei A de richtingenspreiding kleiner is dan op diep water.
De formule (II-9-6) voor een willekeurige α, zoals in fig (II-9-1) aangegeven, wordt

$$S_{12} = \frac{1}{2} E \left\{ \overline{n} - 2\overline{n \sin^2\theta} \right\} \sin 2\alpha. \qquad (IV-3-4)$$

Stel dat we nu uitgaan van $\overline{\omega}$, zodat ook n

op elke diepte een vaste waarde krijgt,
Hiermee rekening houdend, is form.(IV-3-4) om te vormen tot

$$S_{12} = \frac{1}{2} E.\bar{n} \left\{ 1 - 2\,\overline{\overline{\sin^2\theta}} \right\} \sin 2\alpha$$

Als we nu veronderstellen dat het richtingenspektrum bij boei A is voor-testellen door form(II-8-12,13,14) dan wordt

$$\overline{\overline{\sin^2\theta}} = \frac{\int_0^{\infty}\int_{-\pi}^{\pi} \sin^2\theta \cdot \frac{1}{I(m)} \cdot \cos^m(\theta_0-\theta) \cdot S(\omega)\, d\theta\, d\omega}{\int_0^{\infty} S(\omega)\, d\omega} = 1 - \frac{I_{(m+2)}}{I(m)}$$

zodat met gebruik van (II-8-14) volgt dat

$$S_{12} = E\,\bar{n} \sin\alpha \cos\alpha \left\{ 1 - \frac{2}{m+2} \right\} \qquad (IV-3-5)$$

Voor $m=2$ geldt dan ook dat $S_{12} = E\,n \sin\kappa \cos\alpha \cdot \frac{1}{2}$, dus juist 50% van de langkammige S_{12}, zoals in formule (II-6-15) is aangegeven.
Als we nu b.v. veronderstellen dat bij boei A de richtingen spreiding voorgesteld kan worden door een $\cos^8$ kromme (zie fig II-8-1), dan betekent dit dat de S_{12} in de berekening 20% is overschat, daar we in de berekening de langkammige S_{12} gebruiken. Het spreekt voor zich dat ook de brandingsstroomsnelheid dus iets overschat wordt.
2. Zoals in opmerking 4, in paragraaf (IV-1) reeds aangegeven zal de refraktiekoëfficiënt K_r^2 worden overschat, door de richtingen spreiding te verwaarlozen. Weliswaar niet met de berekende 15%, als het spektrum bij boei A smaller is, maar overschatting zal nog wel optreden. Hierdoor zal ook de $\overline{T_z}$ worden overschat uit formule (IV-3-2)
3. De benadering van $S(\omega)$ door $\delta(\omega-\bar{\omega})$ heeft wel konsekwenties, hoe nauwer het spektrum evenwel des te beter zal de benadering zijn. Bij het

uitzoeken van de dagen is hier zoveel mogelijk rekening mee gehouden.

4. De veronderstelde $c_f = 0.01$, is in dit gehele rapport gehandhaafd. De brandingsstroomsnelheid is namelijk lineair van deze waarde afhankelijk, zodat we door het veranderen van deze faktor elk gewenst resultaat kunnen bereiken.

Als we uitgaan van permanente stromingen, dan is deze c_f te berekenen uit

$$c_f = p \cdot k \cdot \sqrt{\frac{g}{C^2}} \qquad (IV-3-6)$$

$k = 0.4$ konstante van von Karman.
$p = 0.45$ koëfficient bepaald door Bijker [16]
$C = 18 \log \frac{12 \cdot R}{k}$

Als we veronderstellen dat $R = 1$ m en k, de Nikuradse ruwheid, is 2 cm, dan wordt $C = 50\ m^{\frac{1}{2}} s^{-1}$ en $c_f = 0.0114$. We zien dat hoe ondieper het water wordt hoe groter de c_f.

Als we uitgaan van golven zonder stroom, zoals Jonsson [7], fig II-7-1, dan vinden we bij een $r/_{0} = 0{,}80$ m en een zelfde ruwheid, $k = 0.02$, een c_f waarde van 0.015.
Hoewel over de $k = 0.02$ gediskussieerd kan worden, is het gezien het in Egmond optredende ribbelpatroon met golfhoogte van ± 3 cm., een realistiese waarde.
De door mij gebruikte $c_f = 0.01$ is dus als een ondergrens te beschouwen. t.o.v. de bovenstaande waarden
Nu hebben we hier met een kombinatie van golf en stroom te maken, waar geen c_f formules voor aanwezig zijn. Volgens Longuet-Higgins is de $c_f = 0.01$ een realistiese waarde, die in de praktijk goed

voldoet. Zowel Bretschneider (1954) als Meyer (1969) stelden via onafhankelyke onderzoekingen beiden een c_f in de orde van 0,01 voor [15].

5 De onder punt 10 voorgestelde waarde 0,88 voor de koëfficiënt $\gamma = H_B/d_{Br}$ lykt erg hoog, gezien de tot nu toe gehanteerde waarden.
In de grafiek, fig IV-3-1, zyn de registraties van de stappenbaak uitgezet. Hier is evenwel niet de H_B uitgezet tegen de diepte, maar de $H_{1/3}$.
De getrokken lyn laat zien dat nog vele waarden groter dan 0,88 voorkomen.
Onderzoekingen in Duitsland in Sylt geven op kleine diepten zelfs waarden van 1,6 en 1,8.

Ingevoerde grootheden.

Achtereenvolgens worden van elke geschikte meting de volgende zaken ingevoerd. (zie bylage 15)
- de diepte t.o.v. N.A.P. voor 50 punten, vanaf 250 m uit de nullyn tot de nullyn, dus 50 stappen van 5 m. (B[1:50])
- $\gamma = 0.88$
- $c_f = 0.01$ (CF)
- de variantie bij boei A (EA)
- de gemiddelde frequentie berekend uit het spektrum bij boei A (WA)
- de gemiddelde hoek bij boei A, via Snellius bepaald uit de gemiddelde hoek bij de stappenbaak en de gemiddelde periode WA (AA)
- stand van het getij t.o.v. N.A.P.
- datum en tijd van de meting in Egmond.

de zelfde berekening wordt ook gemaakt voor de gemiddelde hoek plus en min de standaardafwyking.

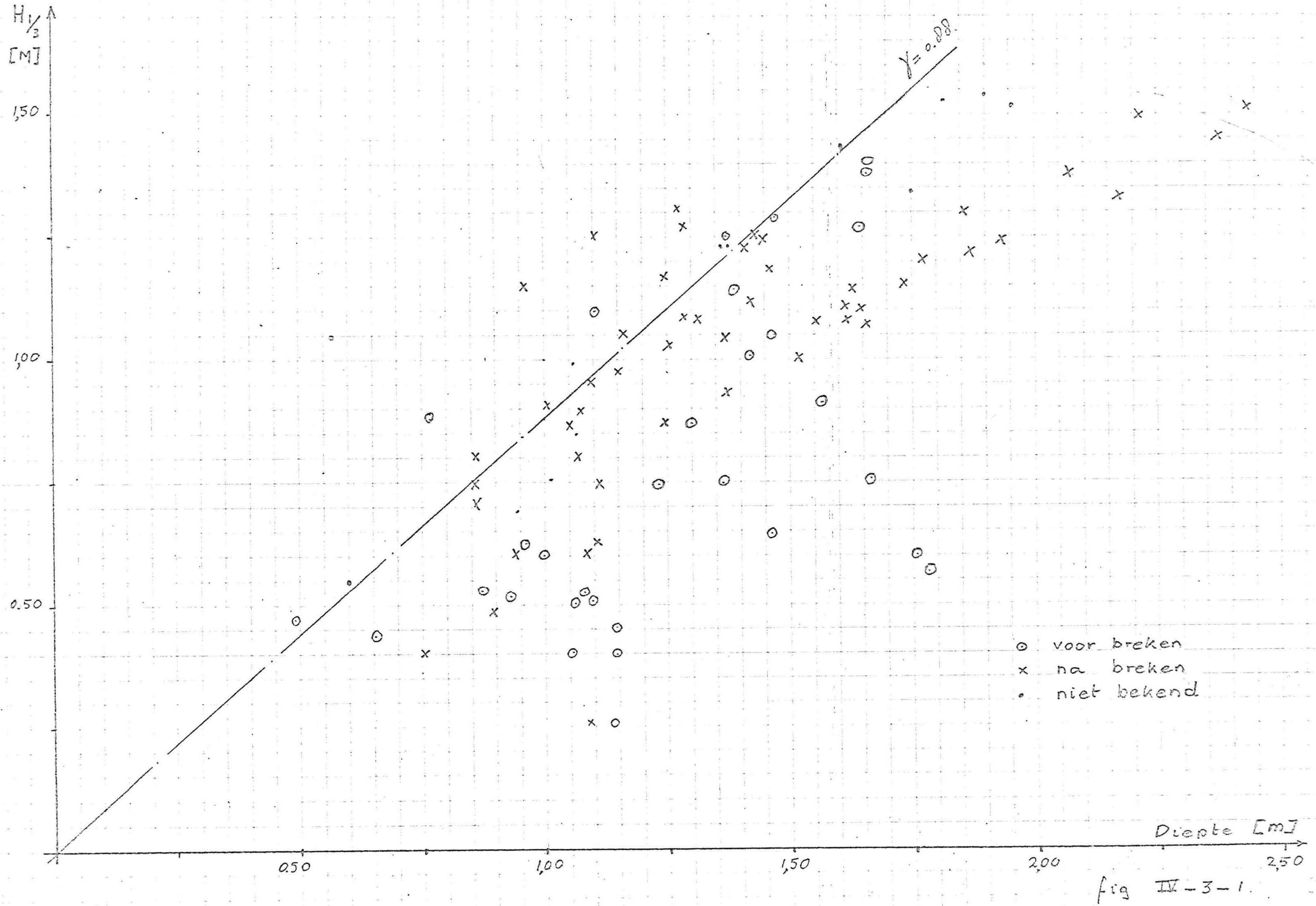
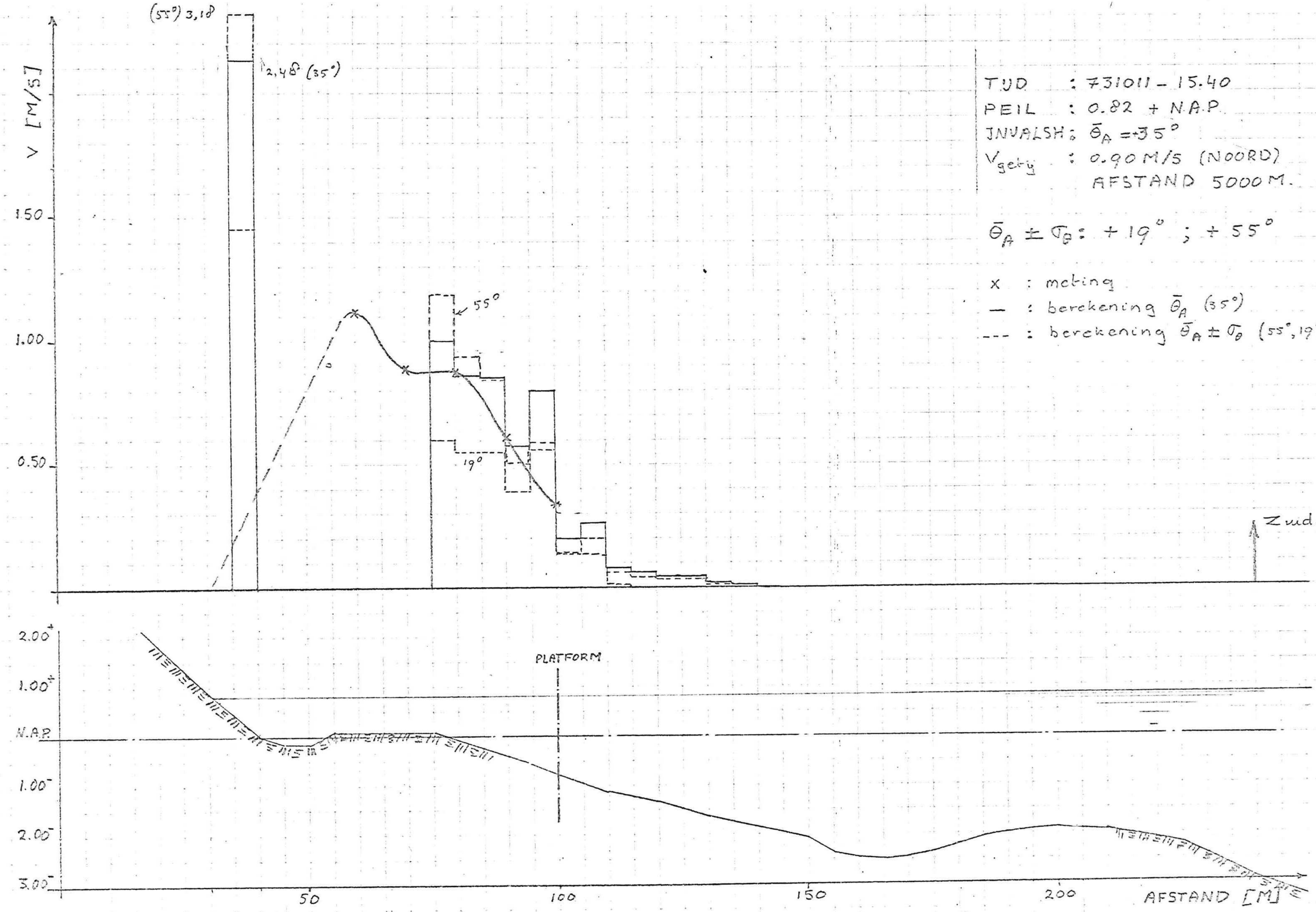

$H_{1/3}$ [M]
1,50
1,00
0.50
y = 0.88.
0.50
1,00
1,50
2,00
2,50
Diepte [m]
voor breken
na breken
niet bekend

fig IV-3-1.

IV - 4 Resultaten van het brandingsstroom programma

In het volgende wordt met V de brandingsstroom-snelheid aangeduid. Het programma, zoals in bijlage 15, geeft op een overzichtelijke manier in getalvorm, een serie parameters die bij het naderen van de kust veranderen, zie bijlage 16.
Op deze wijze is het mogelijk om fouten in het programma of de invoer snel op te sporen. In de eerste kolom is de afstand uit de nullijn aangegeven, terwijl de eerste regel getallen de parameters bij boei A geeft, zoals energie, invalshoek, etc.
De 2e regel geeft dezelfde serie parameters maar nu voor boei B, via refraktie berekend uit boei A, zodat deze vergeleken kunnen worden met de metingen van boei B.
Bij Afstand 100 m staan de resultaten, die overeen behoren te komen met de metingen van de stappenbaak. Het programma besluit met de vaststelling dat de waterdiepte kleiner dan 0.25 m en het totale brandingsstroomvolume, zo en zo groot is. Dit is dus de volume stroom die per sekonde voor de kust langs loopt.
Het aantal geschikte metingen, waarvoor deze berekeningen zijn uitgevoerd is beperkt tot 6, daar op de andere meetdagen altijd wel iets ontbrak.
Alle berekeningen zijn uitgevoerd met de gemiddelde hoek van inval en vervolgens met de hoek + en - de spreiding. De invloed van de grotere of kleinere hoek kan soms verschillen geven die in de orde van meerdere honderden procenten liggen. Dus ook hier geldt, evenals bij de refrak. tie berekening dat het 2 dimensionale spektrum noodzakelijk is om een goede kontrole berekening te kunnen maken. Maar zelfs luchtfoto's zouden



TIJD : 731011 - 15.40
PEIL : 0.82 + N.A.P.
INVALSH: $\bar{\theta}_A = +35°$
V_{getij} : 0.90 M/S (NOORD)
AFSTAND 5000 M.

$\bar{\theta}_A \pm \sigma_\theta$: $+19°$; $+55°$

x : meting
— : berekening $\bar{\theta}_A$ (35°)
--- : berekening $\bar{\theta}_A \pm \sigma_\theta$ (55°, 19°)

fig IV-4-1

al meer zekerheid verschaffen omtrent de gemiddelde hoek.
Bij bestudering van de berekende en gemeten brandingsstroomprofielen blijkt dat,

1e. De amplitude van de orbitaalsnelheid aan de bodem van de zelfde orde is als V

2e De maximum snelheid van V daar ligt waar de berekende snelheden nul zijn

3e Nadat het programma gestopt is bij $d < 0.25$ m, nog relatief veel energie in de golven aanwezig is

4e Het gemeten volume gemiddeld ± 50 % groter is dan het berekende volume

---

Het in fig IV-4-1 gegeven voorbeeld geeft een representatief beeld van de algemeen optredende verschillen.

De volgende stap was om de berekende S_{12} als langkammige schuifkracht te vergelijken met de schuifkracht, die met formule (IV-3-2) is te berekenen, uit de gemeten V, de $\overline{H_f^2}$, de H_{13} en de gemiddelde periode $\overline{T}$. Integreren van deze kracht $\perp$ op de kust moet een bodemschuifkracht leveren, die evenwicht maakt met S_{12} op diep water, ofwel

$$S_{12} = -\int_{x_{Br}}^{x_0} \overline{\tau_y}\, dx \qquad (IV-4-1)$$

In deze formule is x_0 de waterlijn en x_{13r} het meest zeewaarts gelegen punt van de brandingszone. Het programma voor bovenstaande berekening ziet U in bijlage 17. Vergelijking geeft

5e. De gemiddelde verhouding tussen de berekende en „gemeten" Schuifkracht langs de bodem is bij gebruik van de gemiddelde hoek ongeveer 1.5 met een standaardafwijking

van 0.12. De gemeten kracht is dus 50 % groter dan de berekende.

Bij het vergelijken van de gemeten en berekende $H_{1/3}$ van de stappenbaak bleek er een goede overeenkomst te zijn, zoals in fig. IV-4-2 is te zien.

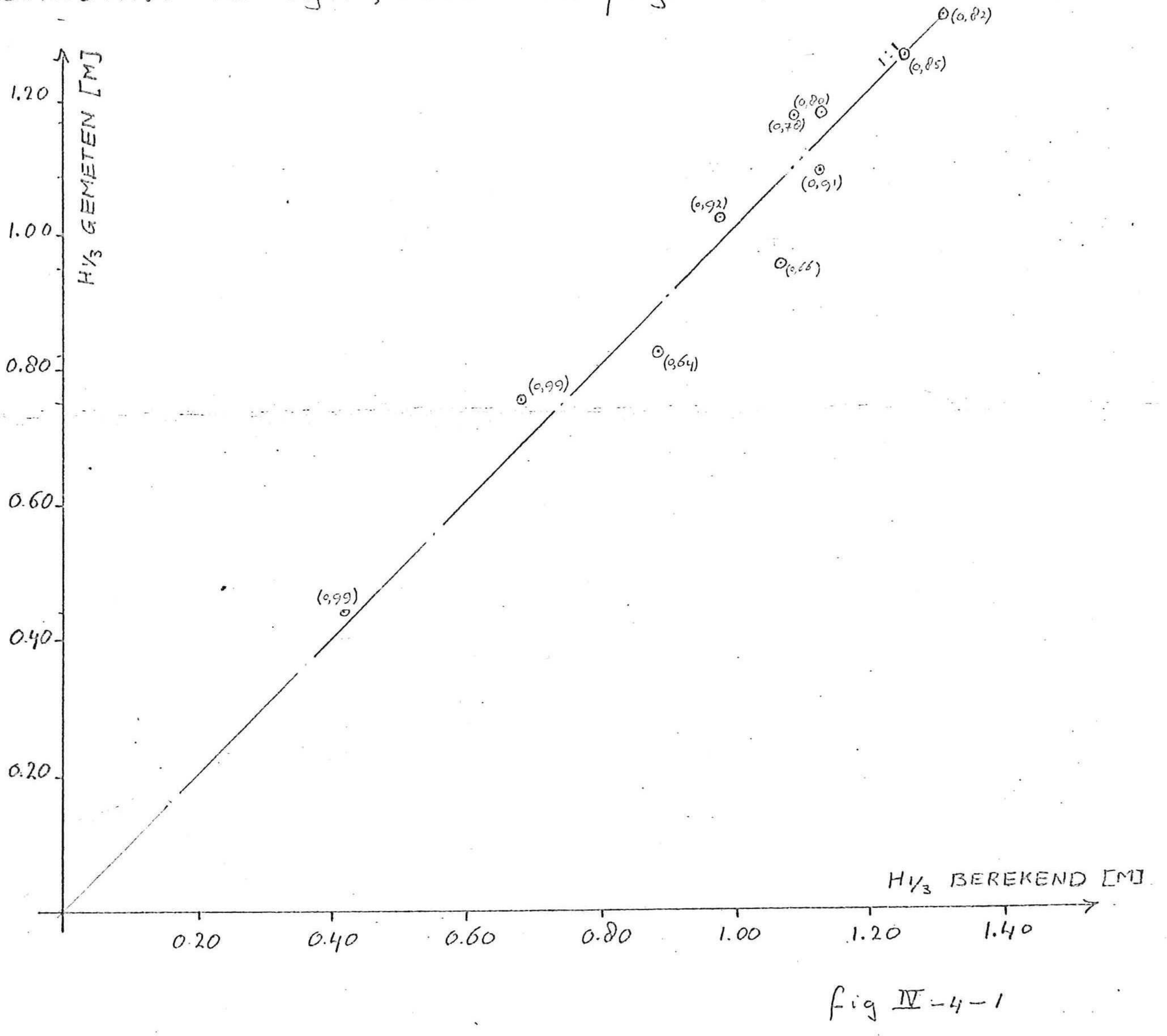


fig IV-4-1

De in de grafiek uitgezette $H_{1/3}$ is, zowel voor de gemeten als berekende $H_{1/3}$, bepaald uit het spektrum, dus $H_{1/3} = 4\sqrt{m_0}$. Bij de punten is tussen haakjes de fraktie ongebroken golven aangegeven. Op de goede overeenkomst tussen de gemeten en berekende $H_{1/3}$ zal in het volgende hoofdstuk worden teruggekomen.

Diskussie over ten 2e.

Het eerste waaraan wordt gedacht bij het zien van snelheden op plaatsen waar geen aandrijving is, is diffusie. Dit kan evenwel nooit de enige reden zijn daar diffusie een afvlakking van de toppen geeft maar nooit een top op een plaats waar geen aandrijving is, zoals in fig IV-4-1 te zien is. Een andere mogelijkheid zou zijn een getijstroom of een muistroom.

De mogelijke invloed van de getijstroom kan worden uitgeschakeld. Doordat de metingen steeds tijdens vloed werden uitgevoerd was er doorlopend een noordwaarts gerichte getij-stroom van ± 0,80 m/s, 5000m uit de kust, aanwezig. De optredende verschillen komen zowel bij zuid- als bij Noordwaarts gerichte brandings-stromen voor. Opdam [18,19] stelt bovendien in z'n afstudeerverslag vast dat de doordringing van de getijstroom naar de kust sterk afneemt naarmate er meer brekende golven zijn.
Op dagen met ⊥ invallende kleine golven was er wel een Noordwaarts gerichte stroom te meten, deze was ± 0,10 m/s groot. Gezien het bovenstaande lijkt het aannemelijk om de getijstroom invloed geheel te elimineren daar bij onze metingen steeds grote brekende golven aanwezig waren.

Het elimineren van de muistroom is een lastiger zaak en ook moeilijk hard te maken. Door de afwezigheid van metingen op verschillende plaatsen langs de kust, moet hier op visuele waarnemingen worden afgegaan. Verder moet er een aanname worden gedaan over het optredende muistroom mechanisme.

Uit observaties was bekend dat er een mui ± 100m ten Zuiden van het platform en ± 200m uit de kust, lag. Aan de N.-zijde is geen mui waargenomen. Stel dat dit betekent dat als er een mui is, hij dan op grote afstand ligt. In dat geval zou bij een naar het zuiden invallende golf in het algemeen een stroombeeld optreden, zoals in fig IV-4-3.

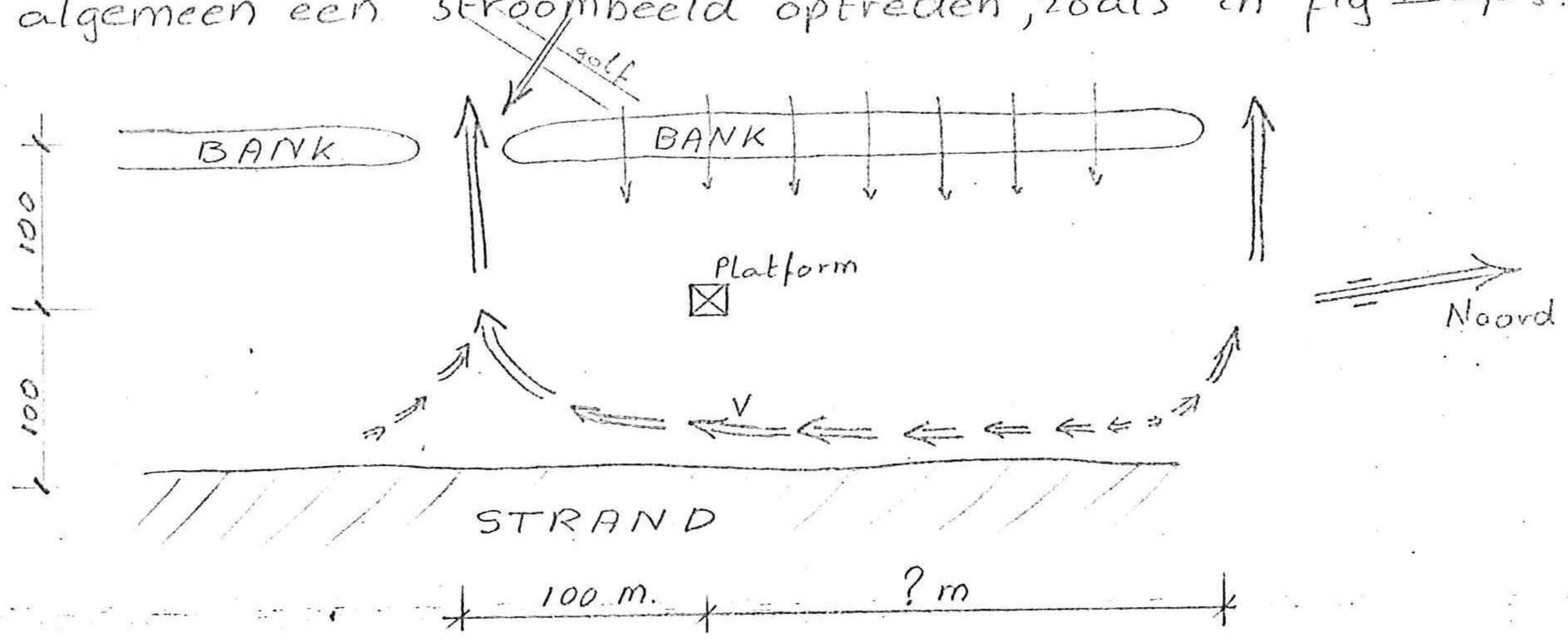


fig IV-4-3.

We krijgen dus een vergroting van de V t.g.v. de muistroom bij een Zuidwaarts gerichte invallende golf.
Als 2e situatie nemen we een Noordwaarts gerichte invallende golf

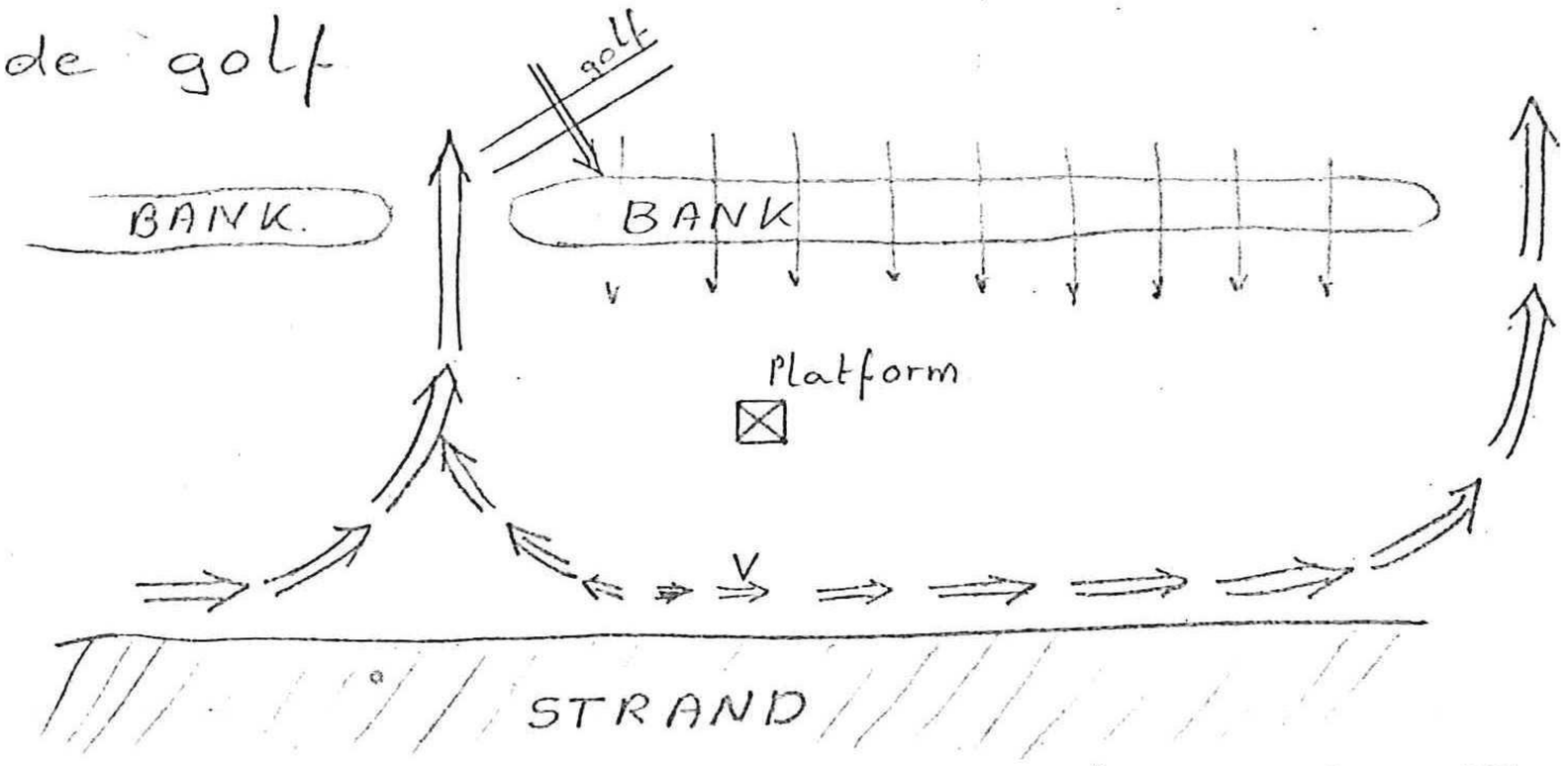


fig IV-4-4.

Bij een Noordwaarts gerichte golf zal de gemeten waarde aanzienlijk kleiner moeten zijn dan de berekende waarde, dit in tegenstelling tot de Zuidwaartse gerichte invallende golf.
Dit werd <u>niet</u> gevonden in de metingen en berekeningen.

Het bovenstaande verhaal staat of valt met de volgende zaken.

1e Ligt de andere mui vergenoeg om het getekende verloop te krijgen.

2e Is het muistroommechanisme zoals het getekend is.

We zullen in het volgende voorzichtig aannemen, dat de muistroom te verwaarlozen is. Mocht de muistroom al optreden, dan lijkt hij in ieder geval niet de hoofdoorzaak van de grote optredende verschillen.

Het is duidelijk dat de 4e en 5e verschilpunten (bl:110) keurig kloppend zijn te maken door de c_f waarde met 30% te verlagen dus $c_f = 0.0067$. Dit zou evenwel een struisvogel politiek inhouden wat de eerste drie punten betreft. Vandaar dat in het volgende hoofdstuk met name op deze punten zal worden ingegaan, zonder de c_f te wijzigen.

IV-5 Theorie van Eagleson vergeleken met de metingen

Na het toetsen van het rekenmodel van Battjes, in de voorafgaande paragraaf, zullen we in dit hoofdstuk de theorie van Eagleson vergelijken met de gemeten waarden. Deze theorie zal niet uitgebreid besproken worden, maar slechts de hoofdpunten ervan, zullen kort behandeld worden.
Na de presentatie van deze theorie, worden de ingevoerde grootheden voor de berekening aangegeven, waarna vervolgens in een tabel de gemeten en berekende waarden naast elkaar worden uitgezet.

Theorie (zie Ippen [5] blz. 410 e.v.)

Bij de berekening van de brandingsstroomsnelheid V gaat deze theorie uit van, monochromatiese golven, de lineaire theorie en een weerstandskoëfficient c_f, die bepaald wordt door een permanente stromingstoestand. Verder worden een uniforme brandingsstroom en een vlak strand verondersteld. Door het gebrek aan kennis van de processen in de brandingszone is hier gekozen voor een „Kontrole Volume" benadering.
Door de veronderstelde hoge getallen van Reynolds in de brandingszone, gaan we uit van een ruw oppervlak. De weerstandskoëfficiënt wordt berekend uit de formule van Darcy-Weisbach

$$f = \left[2\log\left(\frac{h_b}{k}\right) + 1.74\right]^{-2} \qquad (IV-5-1)$$

Hierin is h_b de brekerdiepte en k de Nikuradse ruwheid. Uitgaand van $\vec{\tau} = c_f \cdot \rho \cdot \vec{u}|\vec{u}|$, zoals in formule (II-7-1), is het verband tussen deze

c_f en de bovengenoemde f van Darcy-Weisbach als volgt.

$$c_f = \frac{f}{8} \qquad (IV-5-2)$$

Voor de eerste benadering van de brandingsstroomsnelheid V nemen we o.a. aan dat $u_s(x,y,t)\sin\theta_s$ onafhankelijk is van x evenals de brandingsstroomsnelheid V. Deze is dus konstant over de hele breedte van de brandingszone. Voor verdere aannamen wordt verwezen naar Irpen [5].

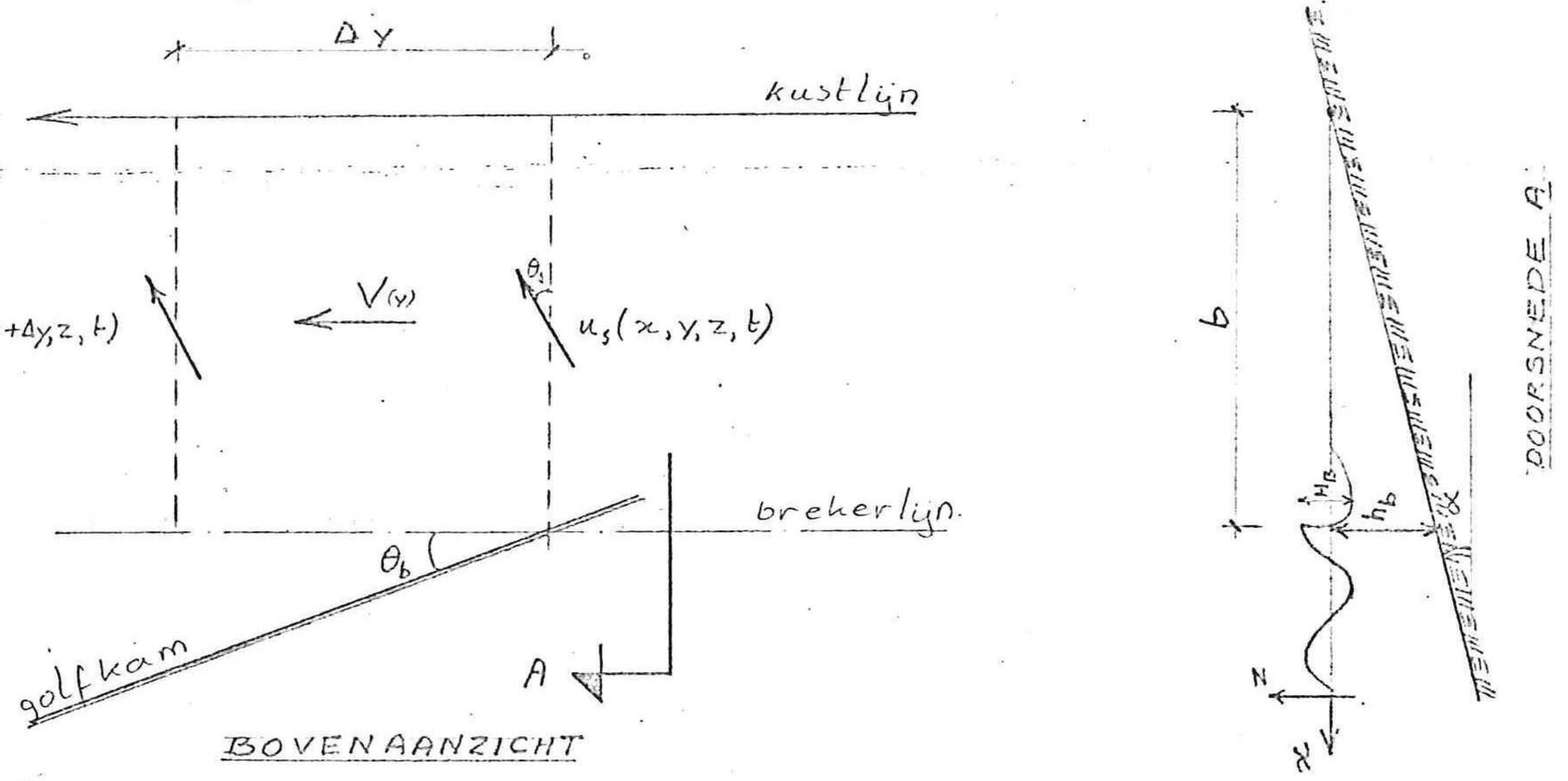


fig IV-5-1.

Met de lineaire theorie voor $\vec{u}_{orb}$ en de geometriese relatie $b = h_b/\tan\alpha$, waarin b de breedte van de brandingszone is en h_b de brekerdiepte, krijgen we uiteindelijk voor V^2

$$V^2 = \frac{3}{8}\left(\frac{g.H_B^2.n}{h_b}\right)\frac{\sin\alpha.\sin\theta_B.\sin 2\theta_B}{f} \qquad (IV-5-3)$$

Randvoorwaarden voor de berekening.

Uit formule (IV-5-3) blijkt dat we één brekerdiepte en hoogte nodig hebben en de daarbij behorende

periode.
We zullen voor de brekerhoogte de $H_{1/3}$ ($=4\sqrt{m_o}$) nemen en als periode de gemiddelde periode ($=2\pi/\sqrt{\frac{m_o}{m_2}}$)
Beiden kunnen rechtstreeks uit het spektrum bepaald worden.
Men zou ook kunnen pleiten voor het gebruik van de signifikante periode, maar dat heeft numeriek weinig invloed. .De enige faktor, die van de periode afhankelijk is, is de n. Deze is op ondiep water bijna onafhankelijk van de periode.
Uit de metingen is de globale plaats van de brekerlijn bekend. Als θ_B nemen we de gemiddelde hoek op de brekerlijn.
De bodemhelling α bepalen we, zoals in fig IV-5-2 geschetst is.

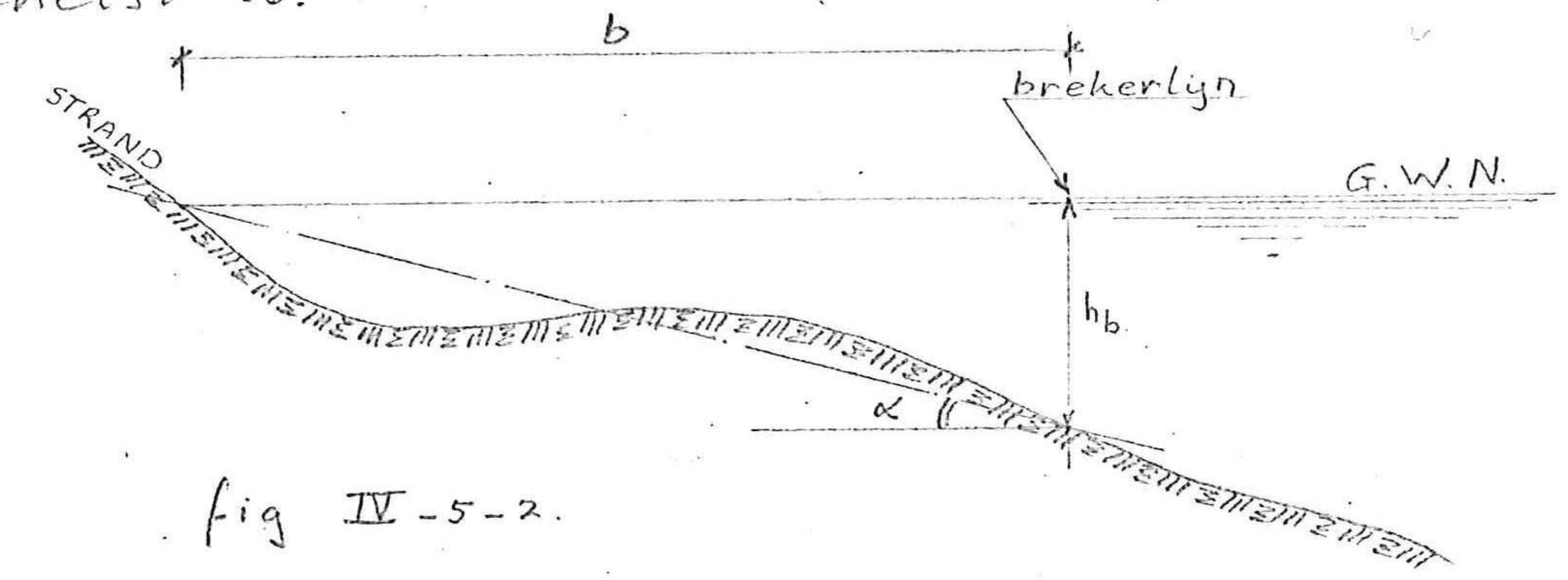


fig IV-5-2.

Dit houdt wel in, dat α verandert met verandering van brekerlijn of waterstand.
Wat de bepaling van de weerstands-koëfficiënt betreft valt het volgende op te merken.
De voorbeelden, die Eagleson geeft, lijken wat betreft de k waarde vreemd, voor zandstranden werd namelijk $k = 1$ mm. genomen.
Meer logies is het om $k = 2$ cm. te nemen.
Dit in verband met het ribbelpatroon, wat onder invloed van golven en of stroom ontstaat.
We zullen in het volgende dan ook, evenals in de voorafgaande paragrafen uitgaan van de ruwheid $k = 2$ cm. De f wordt dan bepaald uit

Datum – tijd.	h_b [M] (1)	$\bar{\theta}_B$ (2)	σ_θ (3)	Variantie [M²] (4)	$H_{1/3}$ [M] (5)	α (6)	V [M/S] (7)	Berekend Volume (8)	Gemeten Volume (9)	(9)/(8) (10)	Opmerkingen	f (11) k=gol
730927 – 17.15	1.30	8.6°	± 14°	0.0560	0.95	0.019	0.24	14.0	29.09	2.08		0.035
17.50	1.10	8.9°	± 10°	0.0418	0.82	0.018	0.22	9.7	24.60	2.54		0.037
731002 – 07.50	1.00	19°	?	0.0356	0.75	0.020	0.46	16.2	9.18	0.56	geschatte $\bar{\theta}_B$	0.038
731011 – 14.42	1.45	6.1°	± 6°	0.0652	1.02	0.020	0.18	8.2	12.54	1.53		0.033
15.40	1.55	17.1°	± 7°	0.0742	1.09	0.022	0.53	31.0	40.72	1.31		0.033
16.40	1.50	16.2°	± 13°	0.0854	1.17	0.020	0.52	26.8	57.28	2.14		0.033
Gemiddeld.										<1.70>		<0.035>

Tabel III

h_b = brekerdiepte.
$\bar{\theta}_B$ = gemiddelde hoek op de brekerlijn.
σ_θ = standaard afwijking van de hoek $\bar{\theta}_B$.
Variantie = variantie op de brekerlijn ± 100m uit de nullijn. ≡ m_o.
$H_{1/3} = 4\sqrt{m_o}$
α = bodemhelling vlakstrand.
V = berekende snelheid met Eagleson.
Berekende volume = V * dwarsdoorsnede water vanaf brekerlijn.
Gemeten volume = bepaald via de fluoride droppingen.

formule (IV-5-1)

Vergelijking van berekende en gemeten waarden

In tabel III, op de vorige bladzyde, zijn de berekende brandingsstroomsnelheden uitgezet. Doordat de diepte over de gehele brandingszone bekend is, kan het volume worden uitgerekend. Dit berekende volume wordt vergeleken met het gemeten volume(kolom 9). Deze verhouding is in kolom 10 aangegeven.
Het gemiddelde van deze 6 waarden is 1.70, ofwel het gemeten volume-transport per tijdseenheid is 70% groter dan het berekende.
In paragraaf IV-4 vonden we, dat het gemeten volume-transport 50% groter was, dan het transport wat uit de theorie van Battjes volgde.

Zoals we in kolom 11 van tabel III zien is de gevonden waarde voor f gemiddeld 0,035.
Dit komt overeen met een $c_f = 0{,}0044$, dus ongeveer 2,3 maal zo klein als de door ons gebruikte waarde.
Als we evenwel van de door Eagleson gebruikte $k = 0{,}001$ voor zand uitgaan, dan wordt de snelheid nog eens zo groot. De berekeningen zouden dan „redelijk" overeenstemmen met de metingen.
Dit zou echter betekenen, dat deze berekening niet meer te vergelijken is met de voorafgaande, waar steeds met $k = 0.02$ is gewerkt.

Uit bovenstaande afwijking van gemiddeld 70% blijkt, dat ook met de oude vertrouwde theorieën de nodige voorzichtigheid in acht

moet worden genomen.

In het volgende hoofdstuk zal nader worden ingegaan op de in paragraaf IV-4 gesignaleerde verschilpunten tussen de berekende en gemeten waarden. Hierbij zullen vooral de eerste 3 punten (blz.) besproken worden, Hiervan zal een aanpassing en uitbreiding van het rekenmodel het gevolg zijn.

V AANPASSING EN UITBREIDING VAN DE BRANDINGSSTROOM THEORIE.

V-1 Inleiding

In dit hoofdstuk zullen de optredende verschillen, tussen de uit het rekenmodel van Battjes volgende snelheden en de gemeten snelheden, zoals die in paragraaf IV-4 zijn gesignaleerd, nader worden bekeken. Allereerst zullen we ingaan op de bepaling van de schuifspanning bij de bodem. In de berekening was steeds verondersteld, dat de orbitale snelheid aan de bodem groot was t.o.v. de brandingsstroomsnelheid, dit werd niet uit de berekeningen en metingen gevonden.
Daar waren deze snelheden van dezelfde orde.
In paragraaf 2 zal een benadering voor $\overline{\tau}_2$ worden bepaald, waarin deze veronderstelling niet wordt gedaan.
In de 3e paragraaf zal naar het proces bij het strand worden gekeken, waar te hoge snelheden optraden en te veel energie aanwezig was, nadat het programma, bij 0,25 m diepte, gestopt was. Verder lijkt dit proces door de strand-oploop van de golven duidelijk verschillend van het meer zeewaarts optredende proces.
In de 4e paragraaf wordt getracht een verklaring te geven voor de hoge brandingsstroomsnelheden, op die plaatsen, waar volgens de berekening de snelheid nul moet zijn. De hier geintroduceerde „Breaker Travel" wordt via een globaal rekenmodel getoetst aan de metingen.
Om deze „Breaker Travel" wat meer ondergrond te geven zijn aanvullende laboratorium metingen verrichts die in de laatste 2 paragrafen besproken worden.

V-2 Aanpassing van de schuifspanning bij de bodem.

Wat zijn de konsekwenties van het optreden van een V die niet klein is t.o.v. de orbitale snelheid bij de bodem?
In Egmond aan Zee is gedurende de metingen de brandingsstroomsnelheid (V) aan de oppervlakte bepaald met behulp van fluoride, zoals in par. (III-3) en (III-4.h) is beschreven. De orbitale snelheid is wel enige malen gemeten, maar niet tijdens dagen dat er voldoende andere grootheden gemeten zijn. Daardoor zijn we wat betreft de orbitale snelheid aan de bodem aangewezen op de, in hoofdstuk II besproken theorie, die zowel de ondiepwater golf beschrijft als de afbraak van de golfhoogte naar het strand toe. Het in het vorige hoofdstuk besproken programma maakte een vergelijken van de berekende orbitale snelheid aan de bodem en de gemeten V mogelyk. Uit deze vergelijking kwam het reeds in par. (IV-4) opgemerkte punt naar voren, dat op plaatsen waar flinke V's optraden de orbitale snelheid aan de bodem van dezelfde orde was. Hierdoor gaat de veronderstelling, zoals genoemd in par (II-6), dat V klein is t.o.v de orbitale snelheid, bij deze metingen of situatie niet op.

We veronderstellen dat form. (II-7-1) nog steeds opgaat, dus

$$\vec{\tau} = c_f \cdot \rho \cdot \vec{u} |\vec{u}| \qquad (V-2-1)$$

Verder maken we de volgende vooronderstellingen

1e De enige permanente stroom die optreedt, is de brandingsstroom, die evenwijdig aan de kust gericht is. $\vec{u} = (0, V, 0)$

2e De grenslaag-stroming die optreedt, wordt

grotendeels bepaald door de optredende golf
De grenslaag. stroming is hydraulies ruw. [7]

3e De turbulente snelheid ($\vec{\vec{q}}$) is klein t.o.v. de orbitale - $\vec{q}_{orb.}$ en gemiddelde snelheid (V).

4e De turbulente snelheid ($\vec{\vec{q}}$) is niet gekorreleerd met de orbitale snelheid en V.

5e De hoek tussen V en de golfkam is absoluut kleiner dan 20°, in het gebied waar de brandingsstroomsnelheden optreden.

Als we veronderstellen dat $\vec{u}$ opgebouwd is uit een gemiddelde snelheid $\vec{U}$, een orbitale snelheid $\vec{q}_{orb.}$ aan de bodem en een turbulente snelheid $\vec{\vec{q}}$, dan volgt uit de derde veronderstelling dat (V-2-1) over-gaat in

$$\vec{\tau} = c_f \cdot \rho \cdot (\vec{U} + \vec{q}_{orb} + \vec{\vec{q}}) \left| \vec{U} + \vec{q}_{orb} \right|$$

De komponent evenwijdig aan de kust is

$$\tau_2 = c_f \cdot \rho \cdot (V + q_{orb(y)b.} + \vec{\vec{q}}_y) \left| \vec{U} + \vec{q}_{orb} \right|$$

Gemiddeld in de tijd en uit ten 4e volgt dat

$$\overline{\tau_2} = c_f \cdot \rho \overline{(V + \hat{q}_{orb.} \sin\omega t . \sin\theta) \left| \vec{U} + \vec{q}_{orb} \right|}$$

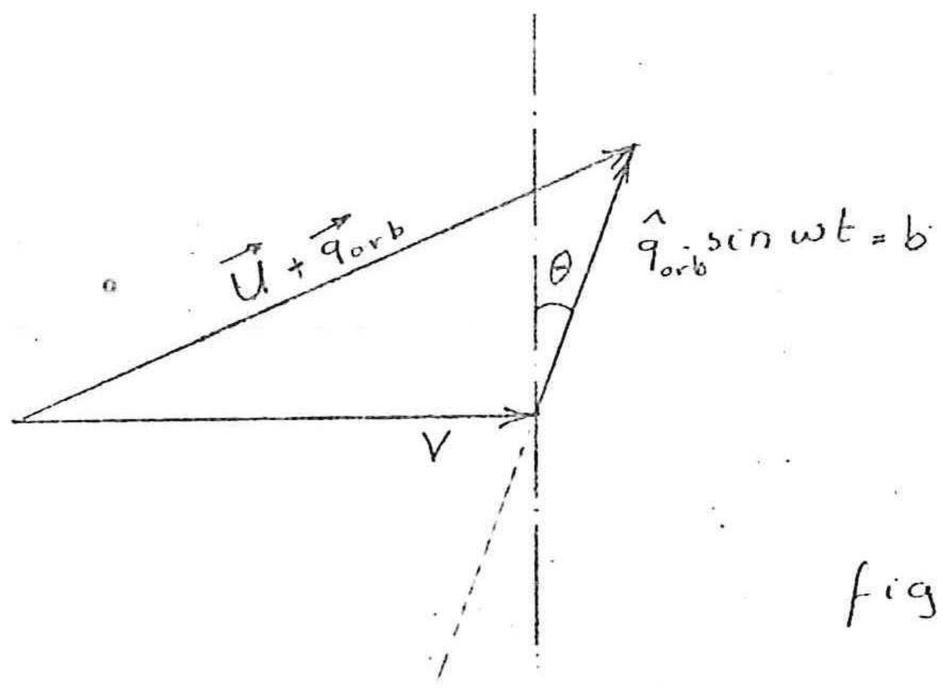


fig V-2-1

Samenstellen van de snelheden volgens fig V-2-1 is

$$(V + \vec{q}_{orb})^2 = V^2 + b^2 - 2 V. b. \cos(90° + \theta)$$

uitwerken. geeft

$$(V + \vec{q}_{orb})^2 = V^2 + b^2 + 2 V b \sin\theta$$

zodat het om de berekening van de volgende formule gaat

$$\overline{\tau_2} = c_f \cdot \rho \cdot V^2 \overline{\left(1 + \frac{b}{V} \sin\theta \right) \left| \sqrt{1 + \frac{b^2}{V^2} + 2 \frac{b}{V} \sin\theta} \right|} \qquad (V-2-2)$$

of

$$\overline{\tau_2} = c_f \cdot \rho \cdot V^2 \cdot A$$

De A staat voor

$$A = \frac{2}{T} \int_{-T/4}^{T/4} \left\{ 1 + \frac{b}{V} \sin\theta \right\} \left| \sqrt{1 + \frac{b^2}{V^2} + 2 \frac{b}{V} \sin\theta} \right| dt \qquad (V-2-3)$$

Een soortgelijke integraal komt ook voor in een publikatie van Bijker [16]. blz 35.
Als we nu veronderstellen dat $|\theta| < 20°$, dan is deze elliptiese integraal te benaderen via het minimum kwadraat kriterium.
Dit is al eens eerder gedaan door Bijker [16], hoewel daar de modulus-strepen ontbraken.
We veronderstellen, dat slechts met de positieve wortel is gewerkt.
Als benadering via het minimum kwadraat kriterium geeft hij voor $|\theta| < 20°$,

$$A = 0.75 + 0.45 \left(\frac{\hat{q}_{orb}}{V} \right)^{1.13}$$

Het toepassingsgebied van deze benadering is $\frac{q}{V} > 1$.
Uit de metingen en berekeningen van Egmond bleek dat $0.7 < \frac{q_{orb}}{V} < \infty$, terwijl het gemiddelde ongeveer 1.5 is., voor plaatsen waar een V gemeten is.
Dit geldt evenwel voor $V_{opp.}$, die via de fluoride is gemeten, terwijl in bovenstaande berekening sprake is van een V in de omgeving van de bodem. Deze zal kleiner dan of hoogstens gelijk aan

de gemeten V_{opp} zijn.
De volledige oplossing voor de schuifspanning is nu

$$\overline{\tau}_2 = c_f \cdot \rho \cdot V^2 \{ 0.75 + 0.45 \left(\frac{\hat{q}}{V} \right)^{1.13} \} \qquad (V-2-4)$$

We veronderstellen verder dat de $c_f = 0.01$ nog steeds een realistiese waarde is [15], zelfs voor een situatie waarbij de V en de orbitale snelheid van dezelfde grootte zijn..
Aanpassing van het programma van bijlage (17) met formule (V-2-4), geeft een nieuw programma zoals in bijlage (18) te zien is.

Bespreking van de resultaten.

Doordat de V bekend is uit de metingen en de $\hat{q}$ berekend kan worden met de theorie is dus de $\overline{\tau}_2$ uitterekenen. Door de $\overline{\tau}_2$ te integreren over de breedte van de brandingszone krijgen we een schuifkracht, die evenwicht behoort te maken met de S_{12} ter plaatse (zie form. IV-4-1)
In tabel I zijn de oude waarden volgens formule (II-7-4) en de waarden volgens (V-1-4) naast elkaar uitgezet. In de tabel is $\bar{\theta}_A$ de gemiddelde hoek van inval bij boei A (1280 m uit de kust), SK_1 de geintegreerde schuifkracht volgens form.(II-7-4) en S_{12} de schuifkracht volgens form(II-6-15)
De invloed van de standaardafwijking van de hoek op de waarde van de schuifkracht SK_1 is klein, in de meeste gevallen minder dan 5%.
De waarden van SK_1 behorende bij de hoek $\pm \sigma_{\theta_A}$ zijn vanwege de overzichtelijkheid dan ook weggelaten. Verder is SK_2 de geïntegreerde schuifkracht, zoals in deze paragraaf is afgeleid. (zie form. V-2-4)

Datum - Tyd	$\bar{\theta}_A$ [rad] 1	S_{12} [N/m] 2	SK_1 [N/m] 3	SK_2 [N/m] 4	SK_1/S_{12} 5	SK_2/S_{12} 6	SK_2/SK_1 7	
730927 - 17.15	0.3231	140.5	198.6	283.6	1.41	2.01	1.43	
17.50	0.3461	105.7	182.7	287.4	1.73	2.71	1.58	
731002 - 07.50	1.3963	32.4	41.9	60.0	1.30	1.79	1.38	
731011 - 14.42	0.1950	59.5	111.1	176.6	1.87	2.96	1.58	
15.40	0.6132	220.8	275.4	464.0	1.25	2.10	1.67	
16.40	0.5680	224.5	354.5	684.5	1.57	3.05	1.90	
Gemiddelde.					<1.52>	<2.44>	<1.60>	
St. afwyking					$\sigma = 0.12$.	$\sigma = 0.26$		

Tabel I

Zoals in kolom 5 te zien is, is de verhouding tussen "gemeten" en berekende schuifkracht 1.5 gemiddeld over de 6 waarden. In kolom 7 zien we dat de aanpassing grote gevolgen heeft voor de schuifkracht. De geïntegreerde kracht wordt, gemiddeld over 6 waarden 60% groter.
De benadering, dat V klein is t.o.v de orbitale snelheid aan de bodem is dus een onverantwoorde benadering voor de situatie, zoals in Egmond aan Zee tijdens de metingen optrad.
De verhouding tussen SK_2 en S_{12} wordt nu ongeveer <2.5>, bij een $c_f = 0.01$. De „gemeten" schuifkracht is dus 150% groter dan de berekende S_{12}
Deze stap heeft het model inwendig meer overeenkomstig de praktijk gemaakt maar de verschillen tussen berekening en meting wel aanzienlijk vergroot.

Opmerkingen.

- De V voor de berekening van SK_2, moet de V in de omgeving van de bodem zijn of ook wel zoals

bij sommige benaderingen, de over de vertikaal gemiddelde snelheid. Zowel de eerste als de tweede benadering zouden een vermindering van SK_2 en SK_1 veroorzaken, als de oppervlakte snelheid groter is dan de snelheid in de omgeving van de bodem. Dit is niet geheel onderkbeeldig. Bijker toont in [16] blz 29, metingen waar dit duidelijk het geval is, maar de verhouding golfhoogte tot de diepte is een faktor 6 kleiner, dan bij de metingen in Egmond. Hierdoor zal ook de verstoring van de grenslaag kleiner zijn. Prototype metingen in de vertikaal zouden hierover uitsluitsel kunnen geven.

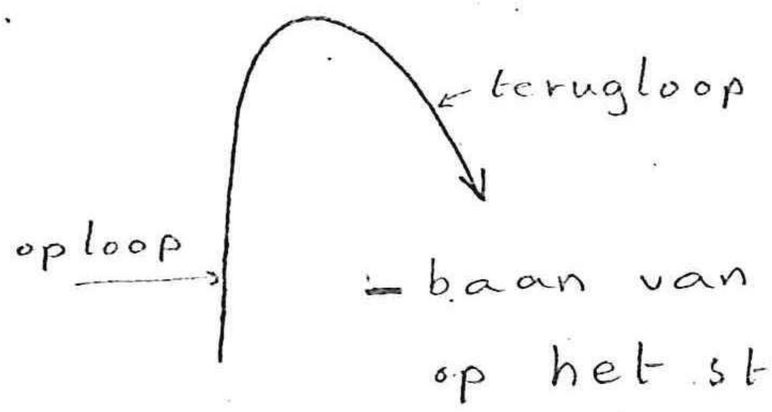
- De S_{12} moet bij een richtingen spreiding, volgens een $\cos^8$ kromme bij boei A, met ± 20% worden gereduceerd (zie opmerking 1 uit (III-3)
- De overschatting van de K_r^2 waarde bij het beschouwen van een langkammig systeem, betekent een te grote variantie schatting van H. Hierdoor zal ook de $\hat{q}$ te groot uitvallen. Hoeveel lijkt moeilijk te zeggen doordat ook de $F_f(H_B)$ hierdoor wordt beïnvloed (form (III-3-2)). Het betekent evenwel wel dat de SK_1 en SK_2 zijn overschat door het aannemen van een langkammig systeem.

Resumerend kunnen we stellen dat SK_1 en SK_2 zowel via de $\hat{q}$ als via de V worden overschat, terwijl de S_{12} ook te hoog is voorgesteld. Hoeveel kan pas via metingen, van het 2-dimensionale spektrum bij boei A, worden vastgesteld.
Indien de V zou worden bepaald met form. (II-2-4), dan zou de berekende snelheid met een faktor 1,6 afnemen, het gemeten volume zou dan ±150% groter zijn dan het berekende

V-3 Energie afgifte bij het strand.

Bij bestudering van de berekeningen voor de bepaling van de brandingsstroomsnelheid, bleek dat de S_{12} die overbleef na het stoppen van het programma bij $d < 0.25$ m, aanzienlijk was. Het rest percentage kon tot 30% oplopen van de totale S_{12} op diep water.
Dit lijkt niet in overeenstemming met de werkelijkheid, gezien de intensiteit van het breken op het strand, tijdens de metingen, t.o.v. het breken meer zeewaarts. Dit vraagt om een aanpassing van het brekerkriterium, dat wordt gemotiveerd in (V-3).

Verder lijkt het proces van oploop en terugloop van water op het strand duidelijk verschillend van het proces wat op dieper water plaats vindt.



We veronderstellen nu, dat de golf niet alleen door het breken op het strand zijn energie afgeeft, maar dat de overige energie via de zeewaarts gerichte onderstroom aan het water wordt afgedragen.
Om dit te benaderen is de vlak aan het strand overgebleven energie op een andere wijze ingezet als bij de gebruikelijke reken-procedure.
We veronderstellen, dat de brandingsstroom zich niet goed kan ontwikkelen op plaatsen, die door het terugtrekkende water regelmatig droog komen te staan.
We zouden dan b.v. kunnen voorstellen de $S_{12_{rest}}$ bij de kust

te verdelen, zoals in fig V-3-1 geschetst is.

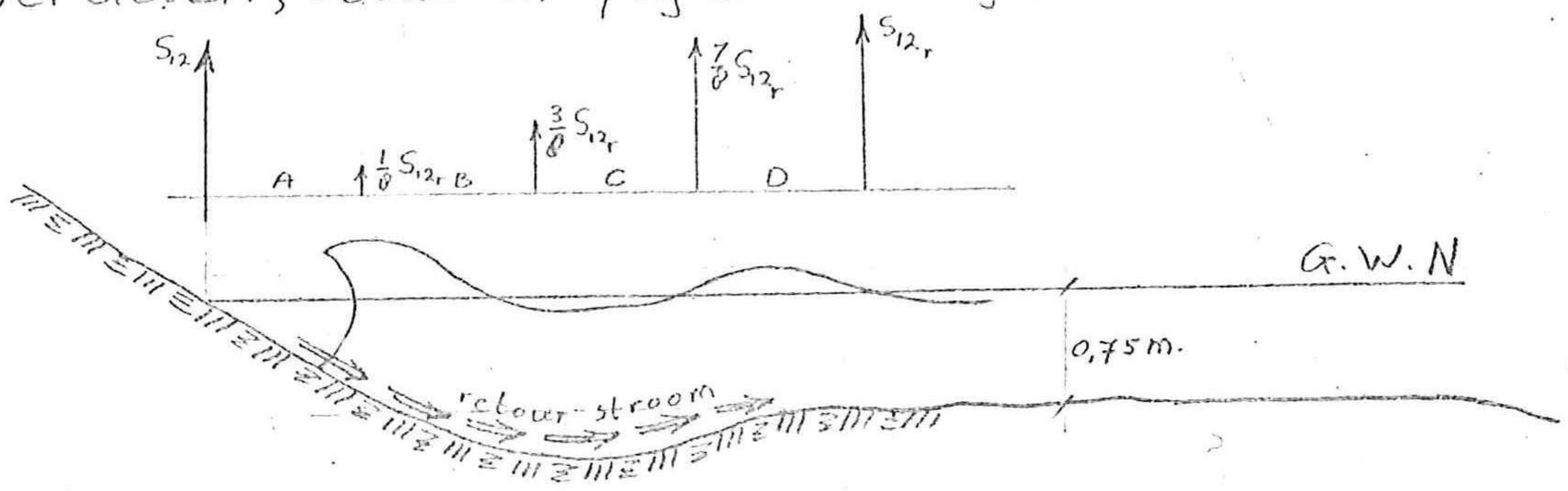


fig V-3-1.

De op 20m uit de kust overgebleven S_{12} wordt dus verdeeld over de laatste 20 m. Bij een stapgrootte van 5m heb ik gekozen voor de achtereenvolgende krachten, $\frac{1}{8}S_{12_r}$ over stap A, $\frac{2}{8}S_{12_r}$ over B, $\frac{4}{8}S_{12_r}$ over C en $\frac{1}{8}S_{12_r}$ over D. Hiermee wordt bereikt, hoewel kwantitatief slecht gemotiveerd, dat het grootste deel van de S_{12_r} daar wordt ingezet, waar het strand niet regelmatig droog komt door terugtrekkend water, dus B en C krijgen het meeste gewicht.
Deze wel zeer ruwe benadering is slechts te rechtvaardigen, door het feit dat het huidige reken model, vlakbij de kust zeer onbevredigend was. In fig IV-4-1 is hiervan een voorbeeld te zien; op dieptes van ± 50cm dus plaatsen die t.gv. terugtrekkende golven soms droog komen, komen gemiddelde snelheden van 2,45 m/s voor. De diffusie zou deze scherpe piek weliswaar afvlakken, maar de top in de snelheidsverdeling kan zich eenvoudig niet ontwikkelen, door de verstoring van de terugtrekkende golven.
Een piek op deze plaats is in de metingen dan ook niet te vinden en het zou zeker opgevallen zijn als de snelheden dáár hoger waren, daar de fluoride t.g.v. diffusie naar die plaatsen trekt waar de hoogste snelheden voor komen. Zodat juist droppingen op die plaatsen zouden zijn

uitgevoerd. De afstand van 20 m. is een schot in de lucht, deze waarde moet waarschijnlijk afhangen van de faktor γ (form. II-5-1) dus zowel bodemhelling als golfsteilheid zullen hier een rol in spelen. Hoe die rol is, zal niet vereenvoudigd worden door het optreden van onregelmatige golven, zodat ook de golfsteilheid op losse schroeven komt te staan, Het spektrum op deze plaats is onbekend en kan tot nu toe ook niet berekend worden.

De bedoeling van bovenstaande aanpak is om te kijken wat het effekt van deze werkwijze is op het uiteindelijke brandingsstroom profiel.

Een gevolg van deze stap is wel, dat de tot nu toe redelijke overeenstemming in afwijking tussen schuifkracht en brandingsstroomvolume, duidelijk verstoord zal worden. Het brandingsstroomvolume zal namelijk toenemen, terwijl de schuifkracht konstant blijft.
Dit komt doordat de berekening van de schuifkracht bij het strand niet is aangepast aan het bovenstaande model. Dit laatste evenwel niet uit onwil maar meer uit onmacht.

Het in deze paragraaf besproken proces, zal in het vervolg het strandproces worden genoemd.

V - 4 Brandingsstroom en „Breaker Travel"

Bij verkleining van de diepte in de brandingszone, moet ook H_{13} kleiner worden en hieruit resulteert een portie energie, die niet aanwezig kan zijn doordat de diepte te klein geworden is. Deze portie energie (ΔE) is dus voor te stellen door de energie van een fraktie golven groter dan H_{13} en kleiner dan H_{13} van de vooraf gaande stap, vermenigvuldigd met hun kans van voorkomen. In het tot nu toe gebruikte rekenmodel, wordt deze energie instantaan ingezet. Dit is, zowel voor spilling als plunging, niet in overeenstemming met de realiteit. Dit kan als volgt verduidelijkt worden: De H_{13} wordt gekarakteriseerd door de meest zeewaarts gelegen positie van enig vertikaal voorvlak bij de plunging (overstortende) breker en het eerste schuim op de kam bij de spillende breker. We zullen ons eerst beperken tot de plunging breker, daar deze wat makkelijker voor te stellen is. Bij het beschouwen van de stadia van een brekende golf kunnen we 4 posities onderscheiden, zie Galvin [17] en wel

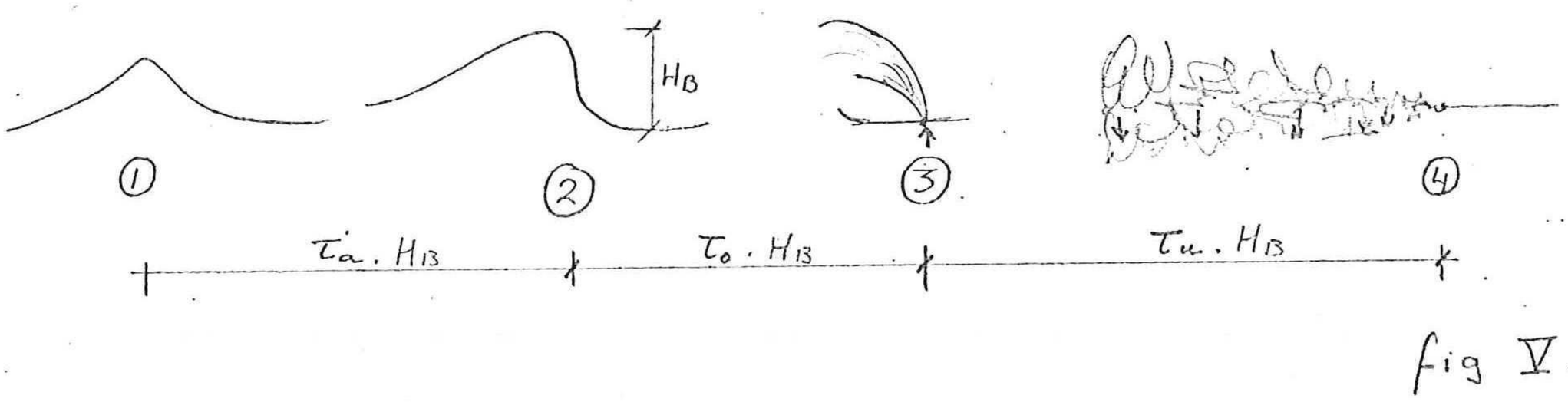


fig V-4-1

① Plaats van het instabiel worden van de golf, doordat b.v. de deeltjes snelheid ≥ de fase-snelheid van de golf wordt (point of Initial Instability).

② Breker positie met als hoogte H_{13}, dit komt

overeen met de bovengenoemde meest zeewaarts gelegen positie van enig vertikaal vooruvlak. (Breaker position).

③ Plaats waar de overstortende golf het voorliggende water-opperulak raakt. (Crest touchdown point)

④ Plaats waar het uitbranden van de golf eindigt, Dit is te zien, door de uitbrand afstand ③-④ in z'n geheel te beschouwen en dan te kijken waar de kontinue indringing in de diepte, van luchtbellen en schuim stopt en overgaat in wat opperulakkig schuim, wervеling en incidenteel wat meer diepere indringing.

Galvin [17] definieert 4 als de overgang van de ongeorganiseerde waterbeweging in een bore. In ons geval gaat het juist om de <u>energie-afgifte</u> en die stopt niet bij de overgang in een bore, maar ruwweg wel in positie ④, zoals boven is gedefinieerd.

Bij de spillende breker zijn deze 4 posities wat lastiger te definiëren.

① - Gelijk als bij plunging

② Plaats waar het eerste schuim op de kam optreedt

③. Plaats waar de schuimvorming, die op positie ② zeer opperulakkig is, plotseling dieper de golf indringt. De golf lijkt wel vooruver te rollen, vanaf dit ogenblik is het breken niet meer opperulakkig te noemen, maar doet de golf over grotere diepte mee.

④ Gelijk als bij plunging.

Populair gezegd, komt het dus hierop neer In positie ① besluit de golf om te gaan breken en past tussen ① en ② zijn vorm aan, dat betekent dat het voorfront steiler wordt, het dal vlakker en de golfhoogte groter.

Vanaf ② stort de golf voorover; zonder evenwel z'n inwendig verband te verliezen, in ③ gaat de georganiseerde beweging van het water over in een turbulente watermassa, die z'n overuloed aan bewegingsenergie afdraagt in de vorm van warmte en bodemwrijving. Hoewel de variantie ($\overline{\eta^2}$) van ② naar ③ al duidelijk afneemt, is de overdracht van de energie uit de golf dus nog niet begonnen. (blz 141) Er vindt slechts een opbouw van bewegingsenergie plaats die ten koste gaat van de potentiële energie.
Dat de overdracht van energie tussen ③ en ④ plaats vindt en niet op ② zoals in het huidige model willen we nu proberen te verwerken.

In het huidige model is positie ② gekarakteriseerd door een brekerkriterium, form (II-5-2), Het gaat er nu om de overstortafstand ②-③ en de uitbrandafstand ③-④ in lengte te schatten of te berekenen.
De afstand ②-③ is voor plunging brekers onderzocht door Galvin. Als we deze overstortafstand uitdrukken in eenheden H_B, dan is deze afstand volgens Galvin te benaderen door

$$T_o = 4.0 - 9.25 \cdot \alpha \qquad (V-4-1)$$

(α = bodemhelling). Deze afstand zullen we in 1e benadering ook voor spillende brekers aanhouden. De situatie in Egmond was een overgangsgebied tussen spilling en plunging. De uitbrandafstand wordt voor, zowel spillende als plunging brekers, in eenheden H_B, voorlopig geschat op

$$T_u = 8 \qquad (T_b < 2.0) \qquad (V-4-2)$$

Bovenstaande schatting berust uitsluitend op observaties tijdens de metingen in Egmond, daar trad dus geen 100% plunging, maar ook geen 100% spilling op.

Als we nu nog eens kijken naar de energie afgifte in vergelijking met het door Battjes [1] voorgestelde dan is dit in tekening aldus voor te stellen.

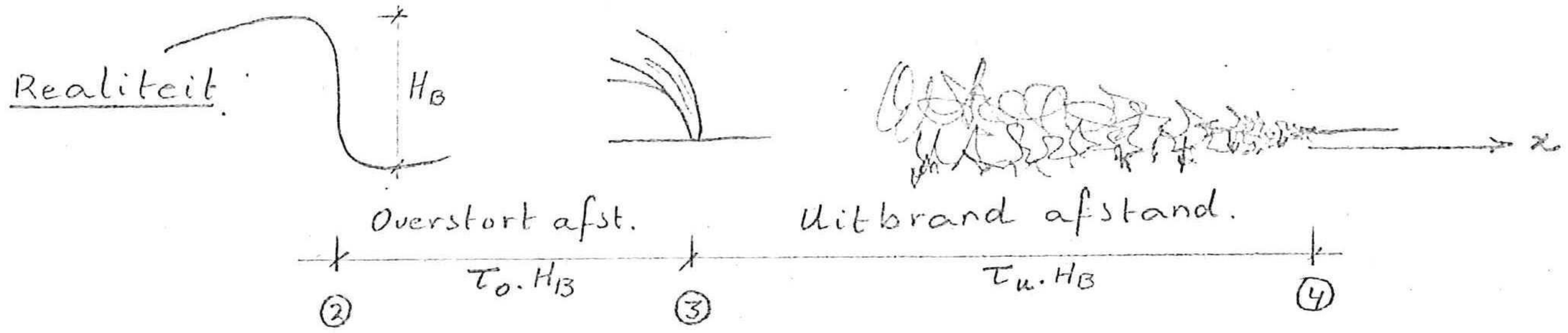


fig V - 4-2

$f(x)$ = afgegeven-energie als funktie van x.
We hebben verondersteld, dat de afgifte van energie in het begin van de uitbrandafstand intensiever gebeurt, als meer naar positie ④. Verder is zowel bij de plunging- als bij de spillende breker het uitbranden gelijk en wel driehoekig aangenomen. Het is te verwachten dat bij plunging het uitbranden in het begin intensiever is dan bij spilling. Als eerste benadering leek het driehoekige verloop voor beiden een goed kompromis.

Resumerend zijn de gedane aannamen als volgt; (blz 141)

1. Energie afgifte uitsluitend tijdens het uitbranden
2. Overstort-afstand bij plunging en spillende brekers is gelijk. (formule (V-4-1)).
3. Wijze en snelheid van energie afgifte bij spillende en plunging brekers is gelijk en wel driehoekig.
4. De uitbrand afstand bij spilling en plunging brekers is $\delta * H_{13}$.

Met het oog op het bovenstaande is het goed om eens terug te gaan naar het brekerkriterium en de grafiek fig IV-3-1.
Op deze grafiek is niet de H_B uitgezet, maar de $H_{1/3}$ zoals die wordt geregistreerd. De „Breaker Travel" zal ook hier inloed op hebben, want de geregistreerde golfhoogte behoort eigenlijk bij een diepte, die groter is dan de plaats van registratie.
Een verduidelyking van bovenstaande bewering geeft fig V-4-3. Daar de energie te snel wordt weggewerkt moet bij een juist brekerkriterium de gemeten $H_{1/3}$ groter zijn dan de berekende.

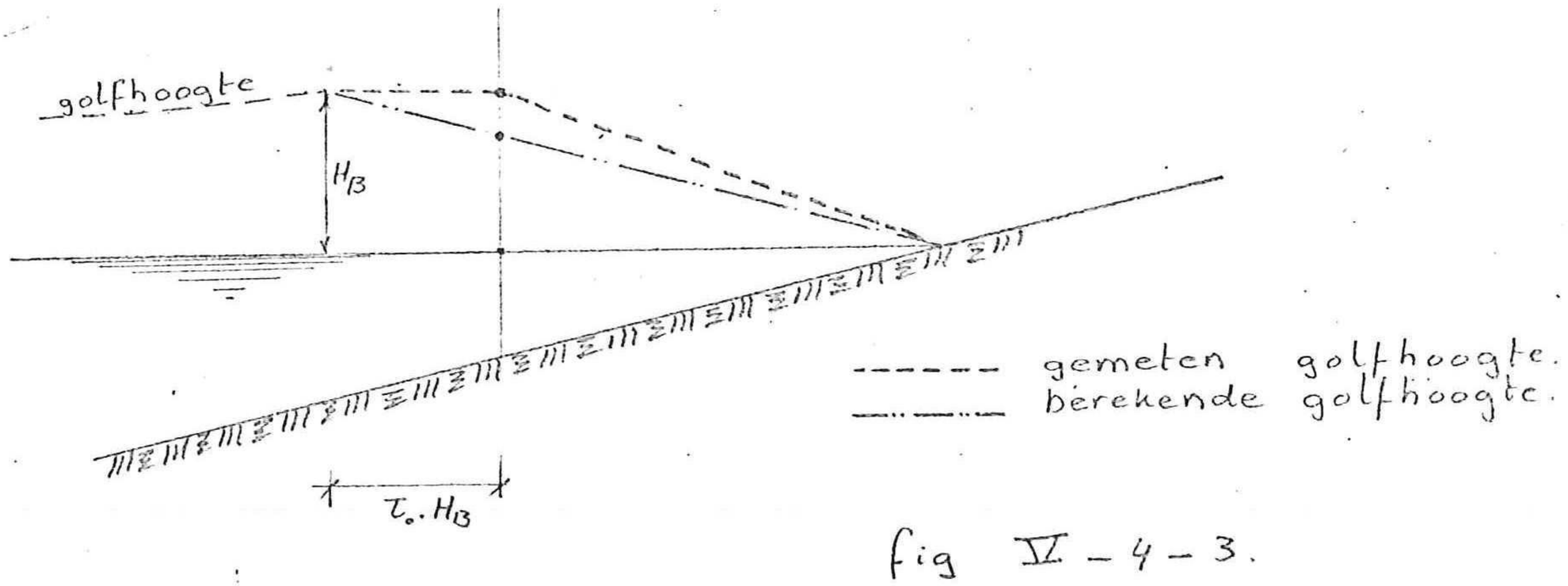


fig V-4-3.

Uit de grafiek, fig IV-4-1, blijkt dat de gemeten en berekende $H_{1/3}$ redelijk overeenkomen, dit betekent dat er te weinig golven zijn gebroken in het rekenmodel, daar de berekende $H_{1/3}$ juist kleiner moet zijn, zoals in fig V-4-3 te zien is.

Dit komt door de te hoge γ waarde die uit fig IV-3-1 werd afgeleid, doordat geen rekening werd gehouden met de „Breaker Travel". De fig IV-3-1 geeft namelijk de realiteit, golf met breekproces, alles inbegrepen, terwijl het breker kriterium niet verder dan H_{13} gaat. Daarna is de golf, die groter of gelijk H_{13} is, namelijk verdwenen.

We veronderstellen nu in eerste benadering dat;

- Over de overstortafstand de golfhoogte niet afneemt
- Tijdens het uitbranden de golfhoogte niet meer bijdraagt tot de bepaling van de golfhoogte.
- De gemiddelde bodemhelling $\alpha = 1/30$

Het probleem is dus, dat de bij de stappenbaak gemeten $H_{1/3}$ niet bij de diepte van de stappenbaak (d_{513}) behoort maar bij een diepte op een afstand van maximaal $\tau_o . H_{13}$. voor de stappenbaak (d), zodat.

$$d = d_{SB} + \frac{1}{30} \cdot 4\, H_{13} = d_{SB} + \frac{1}{30} \cdot 4 \cdot 0.88\, d_{SB} = 1.117\, d_{SB}$$

en dus

$$\gamma = \frac{H_{1/3}}{d} = \frac{0.88\, d_{SB}}{1.117\, d_{SB}} = 0.75 \qquad (V-3-3)$$

Programma aanpassing

De bovenstaande aannamen worden in het reken-model verwerkt evenals de in par.(V-1,2) bespro-ken punten.

- De elliptiese integraal benadering voor $\overline{\tau}_2$, zoals besproken in par. V-1 vereist een ite-ratieproces, maar dit kan sterk worden bekort door eerst de V te berekenen via form.(II-10-6), deze met 60% te verminderen en dit als eerste schatting te gebruiken.
- Het proces aan de kust is uiteengezet in

par. V-3 en is zo overgenomen.

- Om het effekt van de „Breaker Travel" in orde van grootte te zien, wordt een vereenvoudiging ingevoerd in verband met de stapgrootte van 5 m in het programma. De overstort afstand wordt 5 m genomen, dit is gezien, de tijdens de metingen optredende situatie geen onredelijke aanname, maar deze mag in geen geval gegeneraliseerd worden. De uitbrand afstand wordt 10 m, waarbij $\frac{2}{3} \cdot \Delta S_{12}$ in de eerste 5 m en $\frac{1}{3} \cdot \Delta S_{12}$ in de tweede 5 m. wordt ingezet zoals in fig. V-4-4 te zien is.

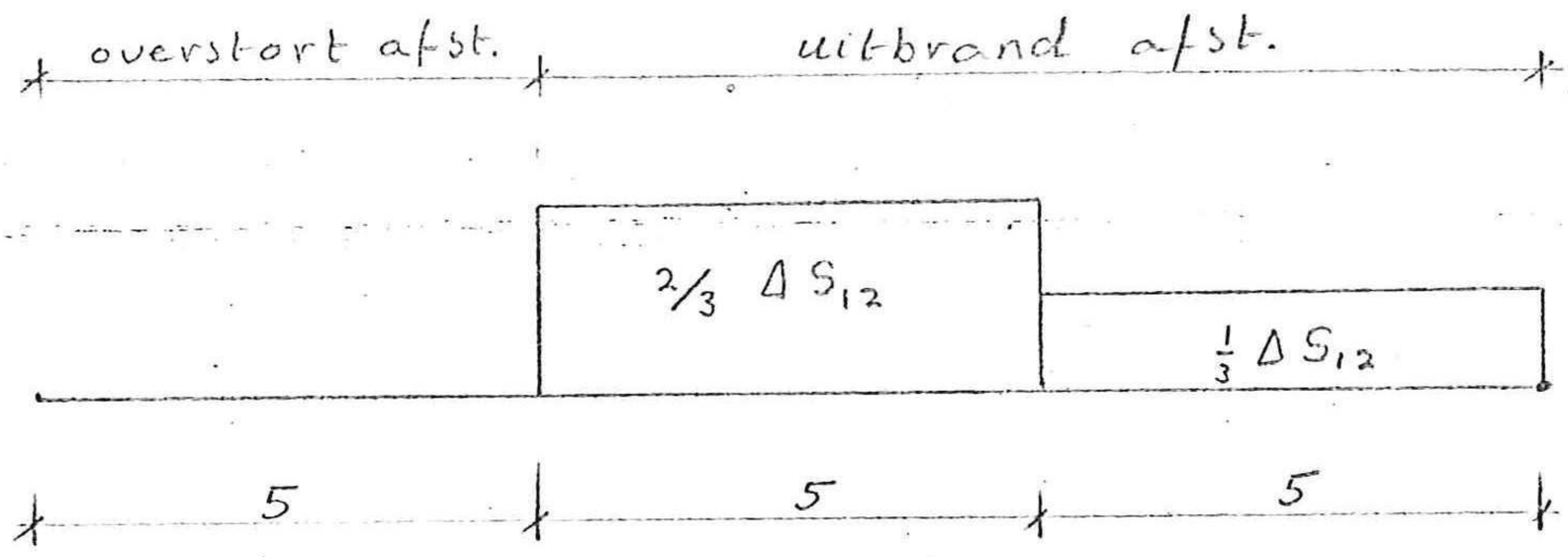


fig V-4-4

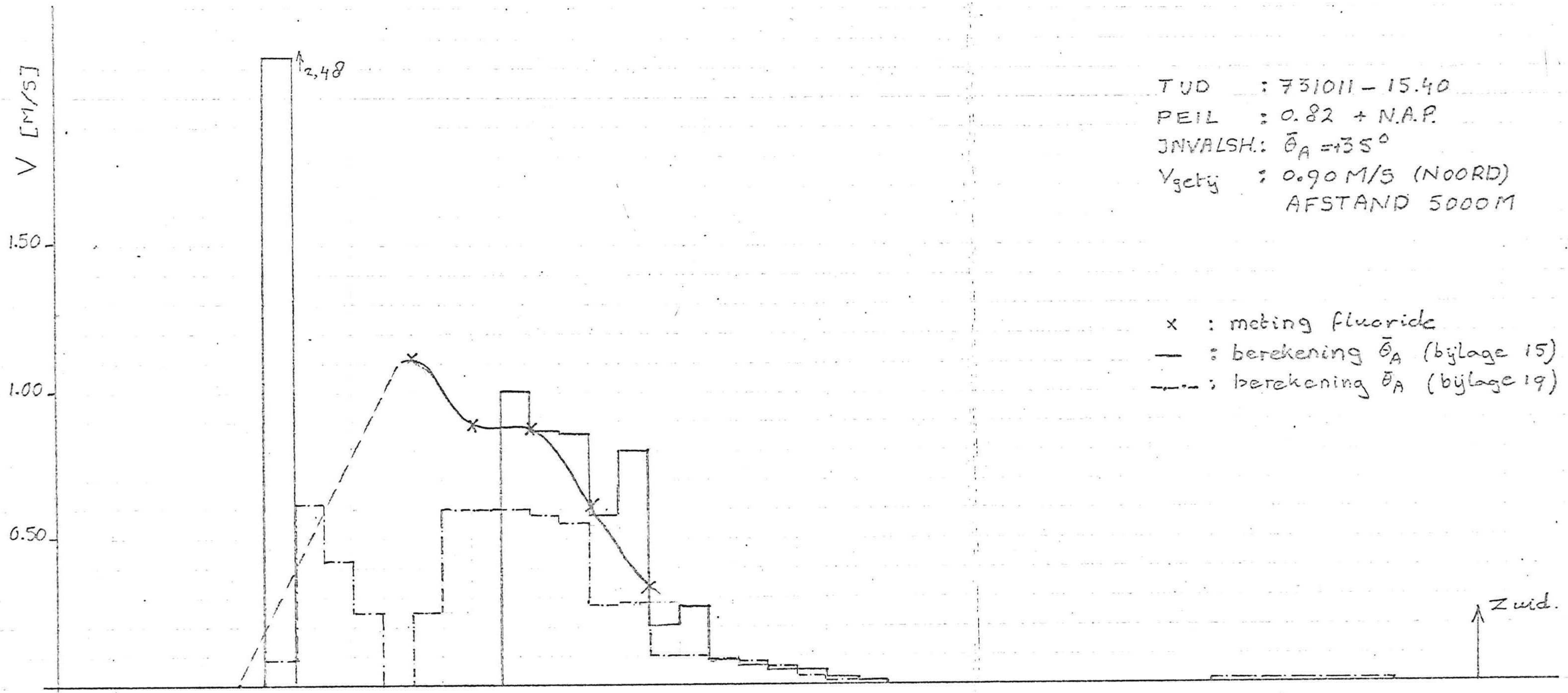
- De γ wordt nu 0.75 genomen i.p.v. 0.80.
Bovenstaande punten zijn in het programma, zoals in bijlage (19) te zien is verwerkt.

Bespreking van de resultaten

Een voorbeeld van de output van het programma (bijlage 19) is te zien in bijlage 20. De dag, tijd en variantie bij boei A komen overeen met die van bijlage 16, zodat ze vergeleken kunnen worden.
Dit is op fig V-4-5 te zien.
In de volgende tabel II wordt nog eens het gemeten en berekende volume-transport uitgezet.
In kolom 2 is het met fluoride gemeten transport uitgezet, in kolom 3 staat het transport, zoals oorspronkelijk berekend,

TUD : 731011 – 15.40
PEIL : 0.82 + N.A.P.
JNVALSH.: $\bar{\theta}_A$ = 135°
V_{getij} : 0.90 M/S (NOORD)
AFSTAND 5000M

x : meting fluoride
— : berekening $\bar{\theta}_A$ (bijlage 15)
–·–·– : berekening $\bar{\theta}_A$ (bijlage 19)



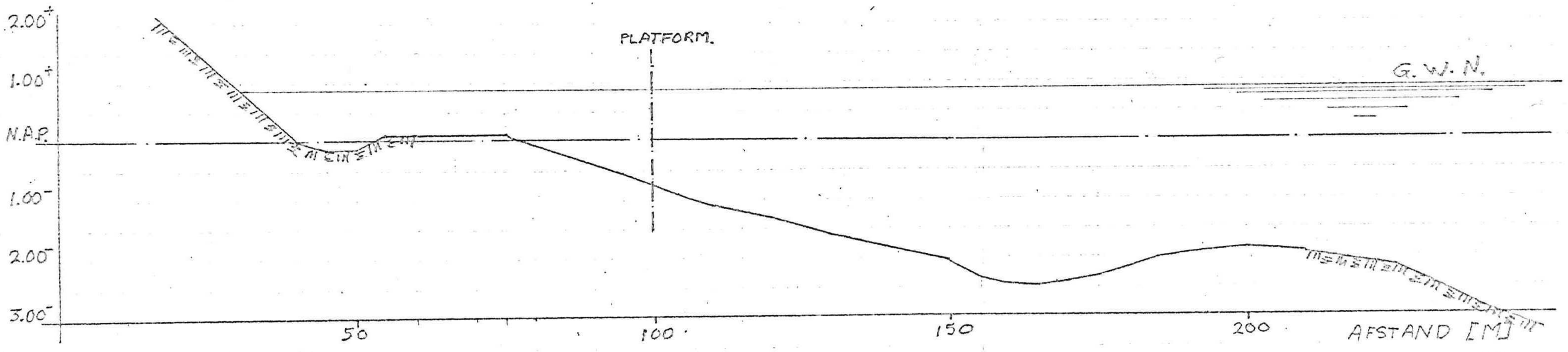


fig V-4-5

dus zonder strandproces, elliptiese integraal benadering en Breaker trowel en met $f = 0,08$, terwijl in kolom 4 de resultaten van het aangepaste programma te vinden zijn. De bijbehorende verhoudingen van de schuifkrachten staan in tabel I, par. V-2.

Datum – tijd	$\bar{\theta}_A$ (1)	[M³/s] Gemeten Vol_G (2)	[M³/s] Berekend Vol_1 (3)	[M³/s] Berekend Vol_2 (4)	Vol_G/Vol_1 (5)	Vol_G/Vol_2 (6)		
730927 – 17.15	0.3231	29.09	20.94	20.94	1.39	1.39		
17.50	0.3461	24.60	14.08	13.39	1.75	1.82		
731002 – 07.50	0.9599	9.18	8.38	9.48	1.10	0.97		
731011 – 1442	0.1950	12.54	7.78	7.94	1.61	1.58		
15.40	0.6132	40.72	29.24	28.34	1.40	1.44		
16.40	0.5680	57.28	34.10	28.42	1.68	2.01		
Gemiddelde					⟨1.49⟩	⟨1.54⟩		
St. Afwijking.					$\sigma = 0.12$	$\sigma = 0.13$		

Tabel II

Gemiddeld zijn, ondanks het verminderen van de V door gebruik van de elliptiese int. ben., de totale berekende volumes gelijk gebleven. Dit is vooral te danken aan het proces bij het strand, daar bij de bepaling van Vol_1 juist bij de kust nog veel energie overbleef die niet werd ingezet.
Als we de $H_{1/3}$ gemeten bij de Stappenbaak (100 m) uitzetten tegen de $H_{1/3}$ berekend krijgen we fig V-4-6. We zien dat de tendens nu is, dat de gemeten waarde iets groter is dan de berekende waarde.
Resumerend kunnen we de volgende zaken vaststellen.

1. Het gemeten volume is gemiddeld 50 % hoger dan het berekende volume.
2. De „gemeten" schuifkracht is gemiddeld 150 % hoger dan de berekende S_{12}, zoals we in tabel I,

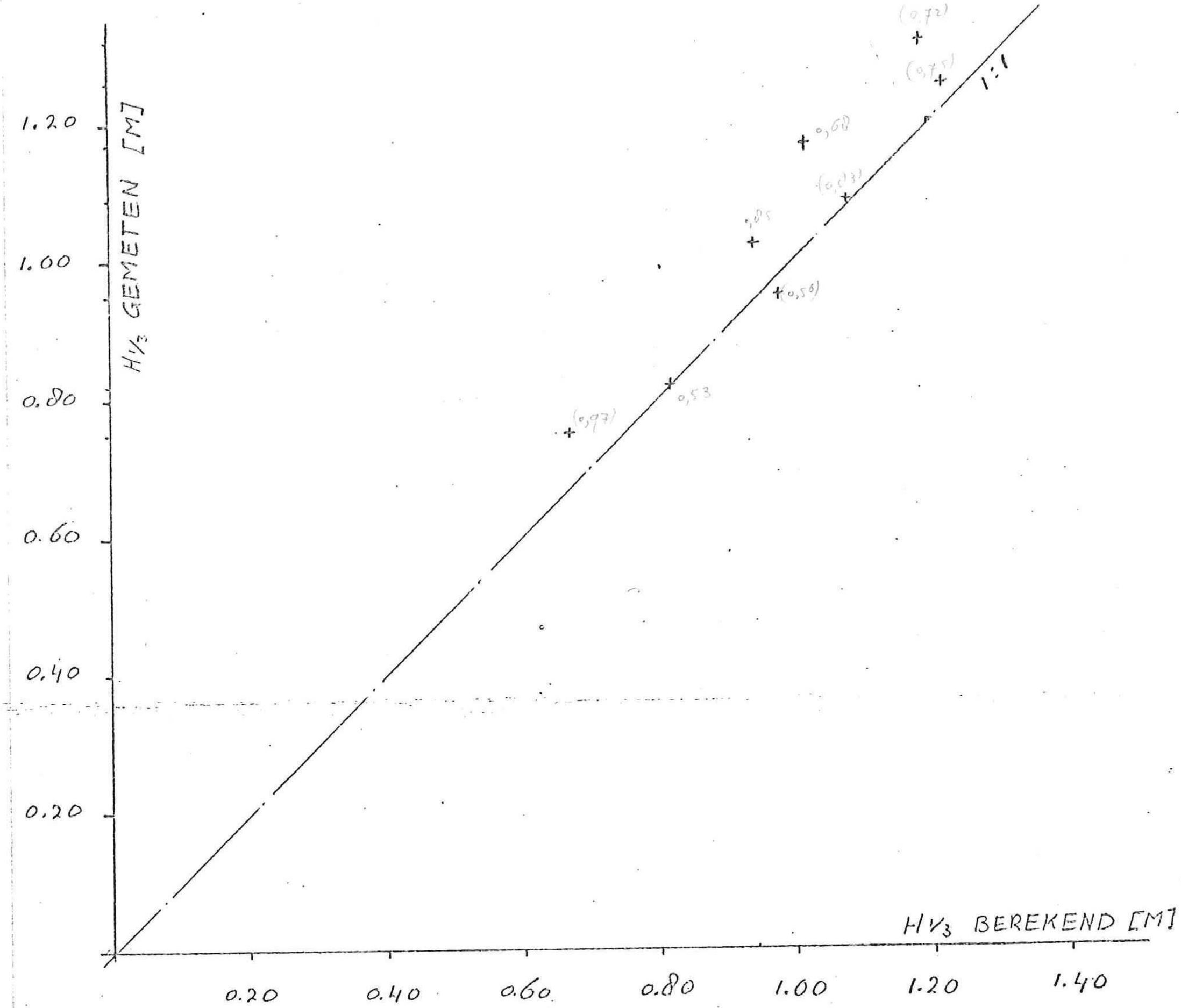


fig V-4-6

par. V-2, kunnen zien.

3. Het strandproces ziet er realistieser uit als in het oorspronkelijke rekenmodel, maar moet nog wel beter gefundeerd worden

4. De geïntroduceerde „Breaker Travel" lijkt een stap in de goede richting om de hoge snelheden in de schaduw van de bank te kunnen verklaren.

5. De $H_{1/3}$ berekend bij de stappenbaak komt op een goede manier overeen met de berekende $H_{1/3}$, dus de berekende waarde is kleiner dan de gemeten waarde.

Om de in dit hoofdstuk geïntroduceerde „Breaker

Travel" i.v.m. de energie afgifte wat meer fundament te geven, zal getracht worden om in proeven op beperkte schaal een bevestiging te vinden van dit verschijnsel. Deze proeven zullen een sterke overeenkomst vertonen met de proeven zoals door Galvin in [17] zijn beschreven.

Opmerking: <u>Energie overdracht</u>

Hoewel de aanname, dat de energie-overdracht eerst vanaf het „crest touch down point," positie ③, begint, moeilijk hard te maken is, is het interessant te kijken naar de bevindingen van Bowen, Inman en Simmons in 1968 en Bowen in 1969, waar Longuet-Higgins [15], blz 234 en blz 236, naar verwijst.
Hier begint de set-up duidelijk op het „crest tough down point", ③, en niet vanaf de breker positie ②, waar de golfhoogte het grootst is. In het voorbeeld op blz 234, was de golfhoogte reeds met 30% afgenomen voor de set-up begon.
Tenslotte vinden we in een publikatie van Gourlay [22], dat de sep-up op positie ③ begint. Ook hij vindt, in geval van plunging brekers, voor de overstortafstand een goede overeenstemming met de formule (V-4-1) van Galvin

V-5 Laboratorium metingen

Deze op kleine schaal opgezette metingen, hadden tot doel de in de vorige paragraaf gedane veronderstellingen wat harder te maken. De metingen zouden vooral moeten aansluiten bij de situatie van Egmond.

Doel van de metingen.

Voor alle kategorieën brekers:

1e. De verandering van de variantie($\overline{\eta^2}$) over de brandingszone

Bij plunging brekers

2e. Bepaling van de overstort afstand ($\tau_o . H_{13}$). Afstand tussen positie ② en ③, zoals in fig. V-4-1 is aangegeven.

3e. Bepaling van de uitbrandafstand ($\tau_u . H_{13}$). Afstand tussen positie ③ en ④.

Bovenstaande afstanden zijn nog redelijk eenvoudig te definiëren voor plunging brekers, maar met name ③ is bij spillende brekers moeilijk te vinden. Voor dit punt is de energie-afgifte relatief klein t.o.v. de afgifte na positie ③. Dus op dit punt moet de meer intensieve energie afgifte via de turbulente waterbeweging beginnen. Bij de door mij onderzochte spilling. brekers was zo'n punt toch wel te vinden. Er is namelijk een oogenblik en dus een plaats aan te wijzen, waar de breker voorover lijkt te rollen. Als we de film bekijken zien we dat de schuimvorming van een oppervlakkig iets, is overgegaan in een luchtbel en schuimindringing over grotere diepte. Dit punt zullen we bij spillende brekers ③ noemen.

Bij spilling brekers:

4e. Bepaling van de overstort-afstand ($\tau_o . H_{13}$) Afstand tussen

② en het bovenstaande punt ③.

5e Bepaling van de uitbrand-afstand ($T_u * H_{13}$). Afstand tussen ③ en ④

Observaties en metingen per proef.

Bij de metingen wordt evenals bij Galvin gebruik gemaakt van de film, maar tevens wordt van dezelfde proef ook nog het variantie verloop bepaald. Het meetnet van de goot was aan een vierkanten_net (5 cm. groot) op het glas gekoppeld, zodat rechtstreeks van de film kon worden afgelezen.

Per proef werden de volgende zaken bepaald.

Algemeen
- a. periode
- golfschot:
  - b. excentriciteit [mm]
  - c. translatie slag (omw)
  - d. diepte [MM].

Voor het talud
- e. golfhoogte.

Op het talud
- positie ②
  - a. soort breker
  - b. top
  - c. dal
  - d. plaats.
- positie ③
  - a. plaats.
  - b. schuimlaag dikte
  - c. schuimlaag hoogte.
- positie ④
  - a. plaats.

En verder bijzonderheden zoals
- a. sekundaire golf
- b. golfprofiel
- c. gereflekteerde golf.

Bij de variantie meting werd ③ en ④ niet vastgelegd, maar ② wel.

Hoe en waarmee zijn de metingen opgezet.

Om zoveel mogelijk aan te sluiten bij de situatie in Egmond hebben we een meetdag genomen, waarop meerdere goede metingen zijn gedaan zoals op 731011. Het bij deze dag behorende bodem profiel is enigzins vereenvoudigd (bijlage 21) en op schaal 1 : 12.5 in de golfgoot gebouwd. Het talud opgebouwd uit zand werd afgestreken met enkele centimeters cement. Om mogelijke veranderingen van het talud snel te signaleren, werd er iedere dag een zelfde punt van het talud op z'n hoogte gekontroleerd. Verder werd eens per week het hele talud gewaterpast. Er is gebruik gemaakt van een golfgoot in het vloeistofmechanica laboratorium van de T.H., deze is 36 m lang, 0,8 m breed en 0,6 m. hoog. Het golfschot geschikt voor de opwekking van regelmatige golven heeft een wieg instelling. Het periode bereik is 0.6 tot 4 sek., de maximale translatie slag is 42 cm, terwijl slag verstelling tijdens bedrijf mogelijk is. De eventuele stoorgolven van het schot worden via pakketten golfdemping van metaalgaas, zoveel mogelijk geabsorbeerd.
De proeven werden op onvertrokken schaal 1 : 12.5 en 1 : 6.25 uitgevoerd, zodat als.

$$\lambda_x = \frac{x_{proto}}{x_{model}} \qquad (V-5-1)$$

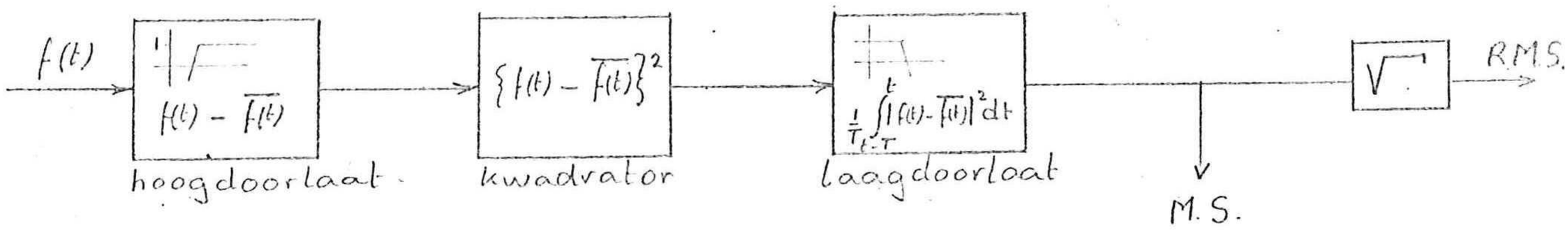
dan geldt

$$\lambda_T = \lambda_c = \lambda_v = \sqrt{\lambda_d} \qquad (V-5-2)$$

Voor een schaal 1 : 12.5 betekent dit dat een periode van 5 sekonden in het proto-type overeen komt met

$$T_{model} = \frac{5}{\sqrt{12.5}} = 1.41 \text{ sek.}$$

Op deze manier zijn voor elke waterdiepte, golf-hoogte en periode de in te stellen grootheden in het model te bepalen.
Evenals bij de proeven van Galvin werden na een inspeeltijd van 5 minuten na het starten van het golfschot, tien achtereenvolgende golven gefilmd, waarvan later de waarden werden afgelezen en gemiddeld. Er werd gefilmd met een Bolex Paillard 16 mm en 32 beeldjes per sekonde op Kodachrome kleurenfilm 17 DIN. Tijdens deze 10 gefilmde golven werd ook de golfhoogte gemeten voor het talud via een golfhoogte meter merk W.L. Bij deze meter wordt de elektriese geleidbaarheid gemeten tussen twee evenwijdige staven. Na linearisaren wordt $\Delta H_{golf} \approx \Delta U_{spanning}$, waarbij de nauwkeurigheid binnen 1% van het ingestelde bereik is. Daar wij steeds met een bereik van 25 cm gewerkt hebben is de meetfout kleiner dan 0.25 cm.
De registratie geschiedde analoog via een elektriese pengalvanometer rekorder met 4 kanalen van het merk Hellige H.E. 19. De nauwkeurigheid hier was ± 4% van het bereik; dit t.g.v. de hysterese van de pen.
Ter ondersteuning werd bij een identieke instelling van periode, golfhoogte en diepte ook een variantie meting uitgevoerd en wel met name vanaf het breekpunt ② van de golf tot de kustlijn met stappen van 0,50 m. Deze variantie meting werd met 2. R.M.S. meters merk T.S. 1 type 1060 uitgevoerd. Het stroomschema hiervan is als volgt,



De te bereiken nauwkeurigheid loopt op naarmate langer met aflezen wordt gewacht (T groter). Het laagdoorlaat filter heeft namelijk tijd nodig om z'n evenwichtsstand te vinden. De afgelezen M.S. in volts kan via een schaal faktor worden omgezet in cm^2. Om de stationariteit te kontroleren werd op een vast punt de M.S. doorlopend gemeten.

Na een serie metingen met het talud met bank, zie bijlage (21), is de bank weggehaald en is een zelfde serie metingen gedraaid om mogelijke invloeden van de bank te onderkennen. Vervolgens zijn, om de mogelijke invloed van schaal effekten op de proeven te kunnen schatten, één serie proeven op schaal 1:6.25 uitgevoerd. Dus met een 2 x zo grote waterdiepte boven het vlakke stuk. Het vlakke stuk was wel 2 x zo kort, als in de situatie van de metingen op 731011.

Opmerkingen

1. Volgens Führböter [20] zal de uitbrandafstand worden onderschat door de vertekende oppervlaktespanning van de proeven t.o.v. het proto-type. Hij stelt dan ook dat slechts in het proto-type het breek proces bestudeerd kan worden. Zie ook Diephuis [21]

2. De invloed van de brandingstroom op de uitbrandafstand kan in het model niet optreden. Hierdoor zal de uitbrandafstand groter worden.

I-6 Resultaten van de laboratorium metingen

In het hier volgende zullen de lengtematen steeds in de dimensieloze grootheid ξ worden gegeven, dat is de beschouwde afstand gedeeld door de brekerhoogte, zoals die in positie ② optreedt

Metingen via de film

Bij het uitzetten van de overstort afstand bij plunging of overstortende brekers tegen de brekerhoogte H_{13} ligt het gemiddelde bij 3.6 (fig V-6-1). De door Galvin gevonden formule voor deze waarde is reeds gegeven in paragraaf V-4 door formule (V-4-1)

$$\tau_o = 4.0 - 9.25 . \alpha \qquad (V-6-1)$$

Als we hier een helling van 1/30 invullen, vinden we de waarde 3.7 welke zeer goed overeenkomt met de door ons gevonden waarde van 3.6.
Bij de spillende brekers vinden we voor de overstort afstand τ_o een gemiddelde van 4.4, hierbij is de spreiding wel aanzienlijk groter als bij de overstortende brekers. (fig V-6-1)
Als we ons nu realiseren dat tijdens de metingen in Egmond aan Zee zowel spillende als overstortende brekers optraden, dan kan de aanname dat $\tau_o = 4$ zeer bevredigend genoemd worden.

De uitbrand afstand τ_u is zowel voor spillende als voor overstortende brekers gemiddeld ± 13 met een maximum van 22 en een minimum van 8. Dit is aanzienlijk groter dan de geschatte $\tau_u = 8$ die in de berekening is aangehouden. Dit zou betekenen dat het in fig V-4-4

H_B [cm]

FILM: OVERSTORT AFSTAND VAN OVERSTORTENDE BREKERS.

150

100

50

3,6

1 2 3 4 5 τ_0 [H_E]

FILM: "OVERSTORT AFSTAND" BIJ SPILLENDE BREKERS.

150

100

50

1 2 3 4 5 6 7 8 τ_0 [H_E]

fig. V-6-1

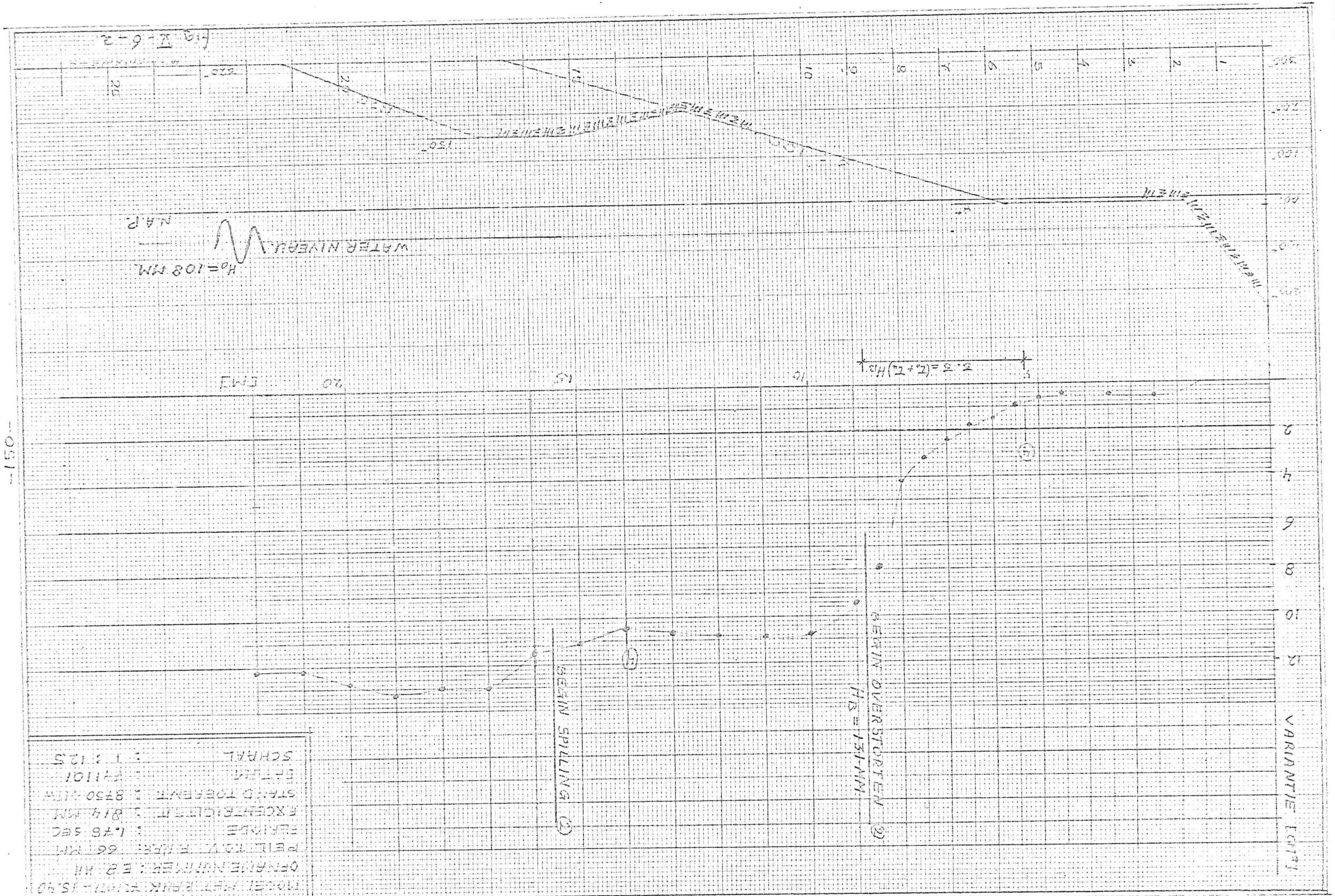
uitgezette brandingsstroomprofiel nog meer uitgesmeerd en naar voren geschoven zou worden.

Opmerking.

- Dat de uitbrand afstand voor beide typen brekers gelijk is, is vreemd. We zouden verwacht hebben dat de afstand bij overstortende brekers kleiner zou zijn. In hoeverre dit resultaat moet worden toegeschreven aan de invloed van de oppervlakte-spanning kan via deze serie proeven niet worden vastgesteld.
- De invloed van de bank komt vooral tot uiting in het genereren van hogere harmonieen, hierdoor is bij gelijke inkomende golf, de brekerhoogte bij de proeven met bank, ± 15% kleiner als bij de proeven zonder bank. De bank heeft volgens deze proeven geen invloed op T_o. en T_u.
- De proeven op schaal 1:6.25 geven geen duidelijke andere T_o en T_u als de proeven op schaal 1:12.5 (zie bijlage 22)

Variantie metingen

Zoals te voorzien is positie ③, bij beide typen brekers, niet uit de variantie meting af te lezen. Bij deze metingen zal dan ook uitsluitend gesproken worden over de som $T_o + T_u$. (bijlage 23)
De bepaling van ② werd visueel gedaan terwijl positie ④ uit de metingen kon worden afgelezen. Ook hier is geen duidelijk verschil tussen overstortende en spillende brekers te vinden. De gevonden gemiddelde waarde van $T_o + T_u$ is ± 19.0.
Bij bestudering van de variantie metingen over de lengterichting van de goot valt het



TIJDEL. MEET RAAK: KUNTA-ISLAND	
OPNAME NUMMER: 23	
PEIL TOVV. TIJDEL: 66 MM	
ZWAARTE : 1.78 SEC	
EXCENTRICITEIT : 814 MM	
STAND TOEBEHOR. : 8750 KGM	
EF-LINE : F11101	
SCHAAL : 1 : 12,5	

MODEL FONDERSEN:	PETU-1540	
DIEPTE RUPTEN:	620	
SLUITKNOPP	131	MM
PERIODE	1.8	SEC
EXCENTRICITEIT	816	MM
STAPPEN-GRENT	9350	
DATUM	741108	
SCHAAL	1 : 6.25	

τ_w τ_0 FILM ONAME C20

1.4 5

VARIANTIE [M²]

6
5
4
3
2
1

BEGIN SPECTRUM $H_{13} = 3.2$ M

10 15 20 [MJ]

[MM]

$H_0 = 55$ MM.

WATER NIVEAU

MAT. FICHTER

$H_{13} = 100$ MM

fig. II-6-3

volgende op (fig V-6-2,3).

1. De afname van de variantie begint al voor positie ②
2. Het begin van het breken, dus positie ②, kan ook optreden in de schaduw_zijde* waar theoretisch geen breken meer zou kunnen beginnen.

Wat het 1e punt betreft, dat is ook reeds in paragraaf V-4 besproken. Hier werd gesteld, dat de golf in positie ① wordt gedwongen om te gaan breken. Tussen ① en ② komt de top omhoog en wordt spitser, terwijl het dal vlakker wordt. Hierdoor ontstaat een afname van de variantie. In fig V-6-2 is dit zowel voor een spillende breker boven de bank als voor een overstortende breker op het talud te zien:
Het 2e punt is nog opmerkelijker, dit betekent dat de schaduw_zijde* zeer betrekkelijk is.
Het optreden hiervan is zowel in fig V-5-2 boven de bank als in fig V-6-3 boven het vlakke stuk te zien. Dit zou kunnen betekenen dat het brekerskriterium, zoals tot nu toe gehanteerd een onjuiste benadering is. Er zou uit proeven wel eens kunnen blijken dat positie ① het uitgangspunt is, waarmee gewerkt moet worden.
Galvin noemt de afstand tussen ① en ② de „approach distance" en komt via de veronderstelling dat de posities ① en ② optreden bij een min of meer konstante golf-hoogte-diepte verhouding tot een waarde voor τ_a en wel

$$\tau_a = 6.85 \qquad \alpha \leqslant 0.07 \qquad (V-6-2)$$

Dit zou voor het brandingsstroom model, mogelijk nog meer breking in de schaduw_zijde betekenen.

$T_D + T_W$ (FILM)

$[MeV]$

25

20

$I=3$ (film)

15

10

5

$T_D + T_W$ (ENERGIE)

10

20

30 $[MeV]$ $T_D + T_W$ (ENERGIE)

Fig V-5-4

Verder onderzoek zou dit punt meer moeten uitdiepen, waarbij vooral mogelijke oppervlakte spannings effekten niet onderschat mogen worden.

Het gevonden gemiddelde van ±19.0 voor $T_o + T_u$ ligt dus iets hoger als bij de film waar we ± 17.3 vonden.
Ook hier blijft de invloed van de bank beperkt tot een kleiner worden van de H_B, terwijl de invloed op de afstanden niet kon worden aangetoond. De vergroting van de schaal heeft eveneens geen duidelijk merkbare gevolgen.
In fig IV-6-4 zijn de overeenkomstige registraties van film en variantie meting tegen elkaar uitgezet. Gezien de totaal verschillende wijze van meten en de vaagheid van de definitie met name voor positie (4) is de overeenkomst toch bevredigend te noemen.

De konklusies, die we gezien deze resultaten uit de proeven mogen trekken zijn als volgt.

1. De voorgestelde $T_o = 4$ is een goede aanname.
2. De voorgestelde $T_u = 9$ is te klein en zou gemakkelijk tot 13 à 15 verhoogd kunnen worden
3. De gekonstateerde breker posities (2) in de schaduwzijde*, wekken de indruk dat de „breaker travel" bij berekening van brandingsstromen nog niet is uitgeput, maar dat ook de „approach distance" nog op de een of andere manier moet worden verwerkt

Na deze behandeling van de voorgestelde aanpassingen en uitbreidingen van het rekenmodel voor de bepaling van brandingsstroomsnelheden, zal in het volgende hoofdstuk een resumé

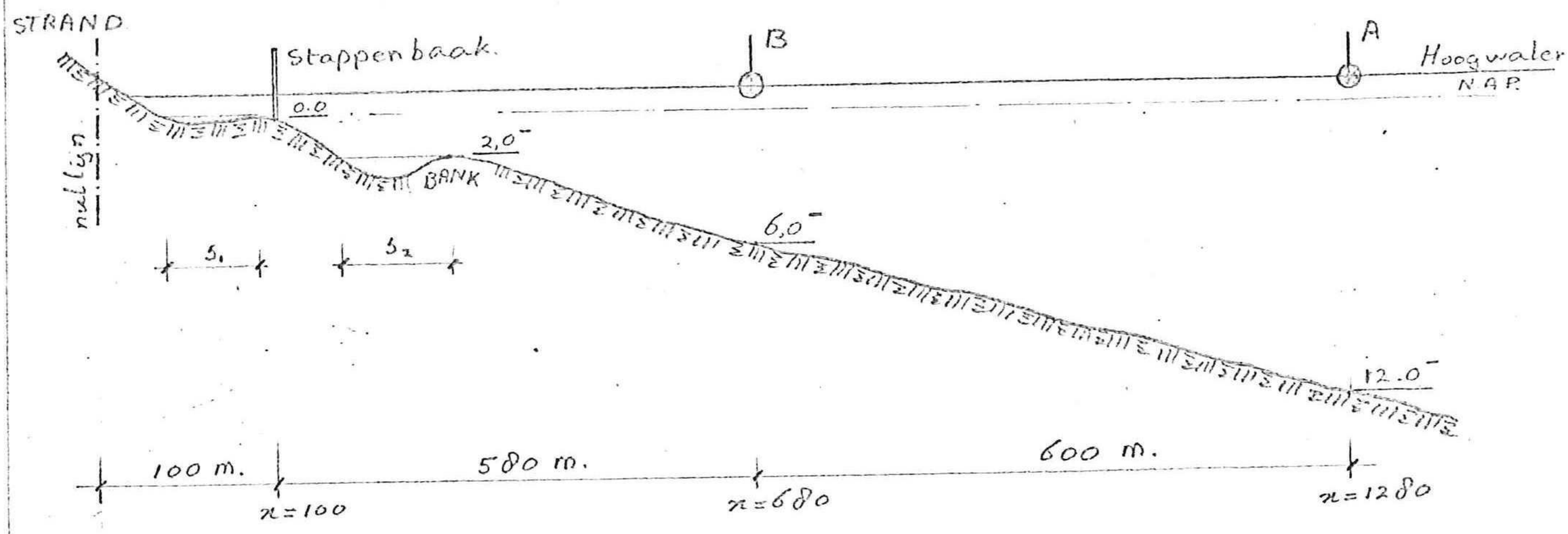
worden gegeven van de konklusies, die uit de metingen in Egmond getrokken mogen worden. Waarbij alle daaraan klevende onzekerheden nog eens naar voren zullen worden gehaald.

* Definitie schaduwzijde: Plaats waar de diepte groter of gelijk is aan de kleinste meer zeewaarts gelegen diepte.

VI KONKLUSIES EN AANBEVELINGEN.

De bedoeling van dit laatste hoofdstuk is, een korte samenvatting te geven van de resultaten van de verschillende onderdelen van dit verslag. Via verwijzingen is getracht het verslag meer direkt toegankelijk te maken. Tenslotte komen de konklusies en aanbevelingen

De in september en oktober 1973 uitgevoerde metingen in Egmond aan Zee leverden het materiaal, waaraan een serie bestaande theorieën, zoals in hoofdstuk II beknopt beschreven, zijn getoetst. Bij deze metingen werden op 3 plaatsen frequentie-spektra van het wateroppervlak bepaald en wel door boei A, B en de stappenbaak.



Ter hoogte van de stappenbaak (x=100) werd een gemiddelde kamrichting bepaald. Tevens werd tussen de stappenbaak en het strand, via fluoride droppingen de brandingsstroomsnelheid (V) gemeten.

In het hiervolgende wordt bedoeld met
schaduwzijde: Plaats met een waterdiepte die groter of gelijk is aan de kleinste meer zeewaarts gelegen waterdiepte (s_1 en s_2)
uitbrandafstand: Afstand, waarover de energie uit de brekende golf wordt afgegeven via de turbulente watermassa. (zie blz 131 e.v.)

Uitgaande van het spektrum van boei A, op 1280 m uit de kust, wordt achtereenvolgens het spektrum van boei B (680m.) en het spektrum van de stappenbaak (100m) via shoaling en refraktie berekend. Als we verder uitgaan van een zelfde gemiddelde hoek, voor alle frequenties, bij de stappenbaak op $x=100$, dan blijkt dat;

— De invloed van de refraktie op de lage frequentie zeer waarschijnlijk wordt overschat. (IV-1) blz 92

— Het verwaarlozen van de richtingen spreiding een overschatting met maximaal 15% van de variantie-dichtheid kan betekenen, als we rekenen van diep naar ondiep water. en we verder een richting-spreiding veronderstellen volgens een $\cos^2$ kurve. blz 93

— Het frequentie spektrum van boei B redelijk te benaderen is uit het spektrum van boei A. (IV-2) blz 95

— Bij de overdracht van windgolven over een ondiepe bank sterk rekening moet worden gehouden met niet lineaire effekten. blz 98

Als we bij de berekening van brandingsstroomsnelheden uitgaan van het rekenmodel van Battjes [1] en verder uitgaan van; (IV-3) blz 103

1e. langkammig golfpatroon bij boei A
2e. gemeten variantie bij boei A
3e. gemiddelde periode uit het spektrum van A. blz 104
4e. gemiddelde hoek bij boei A, bepaald uit de gemeten hoek op $x=100$ en de gemiddelde periode. blz 104

dan blijkt dat;

— De berekende $H_{1/3}$ goed overeenkomt met de gemeten $H_{1/3}$ op 100 m. (IV-4) blz 111

— De onzekerheid over de juiste waarde van blz 108

de gemiddelde hoek van inval, verschillen kan geven in de brandingsstroomsnelheid V/ van meerdere honderden procenten.

— De orbitale snelheid aan de bodem niet groot gesteld mag worden t.o.v. de brandingsstroom snelheid, maar van dezelfde orde is — blz 110

— De maximale brandingsstroomsnelheden optreden in de schaduwzijde. — blz 109

Deze snelheden kunnen niet verklaard worden met diffusie of getij- en muistromen. — blz 112

— Vlak aan de kust nog veel variantie over is als we stoppen bij een waterdiepte kleiner dan 0,25m. — blz 110

— Gemiddeld de schuifkracht berekend uit de gemeten V, ± 5.0% groter is dan de berekende S_{12}. — blz 110

— Gemiddeld de gemeten volumestroom 50% groter is dan de berekende — blz 110

Bovenstaande opmerkingen geven aanleiding tot de volgende aanpassingen van het rekenmodel.

1e. Berekening van de bodemschuifspanning via een elliptiese integraal benadering waarin V niet à priori klein is verondersteld t.o.v. de orbitale snelheid aan de bodem. — (V-2) blz 122

2e. Het uitproberen van een andere overdracht bij het strand — (V-3) blz 128

3e. Introduktie van „Breaker Travel" zodat de energie overdracht nu plaats vindt in de uit-brand_zone — (V-4) blz 131

4e. Aanpassing van γ i.v.m. de geintroduceer-de „Breaker Travel." — blz 136

Uit het aangepaste model voor de berekening van de brandingsstroomsnelheden, blijkt nu dat;

— De elliptiese integraal benadering voor de schuifspanning de „gemeten" schuifkracht — blz 125

60 % groter maakt.

— De „gemeten" schuifkracht gemiddeld 150 % groter is dan de berekende. | blz 126

— De gemeten volumestroom gemiddeld 50 % groter is dan het berekende volume. | blz 139

— De „Breaker Travel" een stap in de goede richting lijkt om de hoge snelheden in de schaduwzijde te verklaren. | blz 138

Ter ondersteuning van de bovenstaande uitbreiding van het rekenmodel met de „Breaker Travel" zijn er laboratorium metingen opgezet. Via proeven zal getracht worden een bevestiging te vinden van de aangenomen overstort- en uitbrandafstand.

Na uitwerken van de proeven blijkt;

— De door Galvin gevonden formule voor de overstort-afstand gaat, in het door ons onderzochte model, goed op. | (V-5) blz 147

— De uitbrand-afstand ligt in de orde van 13 à 15 x de H_{13} | blz 147

— Er is in de gemeten uitbrandafstanden geen duidelijk verschil te vinden tussen spillende en overstortende brekers. | blz 149 blz 154

— De bank voor de kust verkleint de brekerhoogte. | blz 149

— De brekerpositie kan ook optreden in de schaduwzijde. | blz 152

— De som van overstort- en uitbrandafstand afgelezen uit de film komt redelijk overeen met dezelfde afstand bepaald uit de variantiemetingen. | blz 153

Konklusies

- Voor een goede berekening van refraktie en brandingsstroomsnelheden is een 2 dimensionaal spektrum op diep water noodzaak. De in dit rapport gebruikte vereenvoudigingen sluiten te veel onzekerheden in.

- Bij de aanwezigheid van banken voor de kust moet sterk rekening worden gehouden met niet lineaire overdracht van golven over deze banken.

- De orbitale snelheden aan de bodem, mogen in de brandingszone niet groot verondersteld worden t.o.v. de brandingsstroomsnelheid.

- De optredende snelheden zijn aanzienlijk groter dan de brandingsstroomsnelheden die uit de berekening volgen.

- De volgens het model van Battjes berekende variantie in de brandingszone mag, zeker voor wat betreft plunging brekers, niet overeenkomen met de gemeten variantie, maar moet kleiner zijn (V-4, blz 135).

- Kennis van het muistroom-mechanisme is noodzakelijk om een goede kontrole berekening van de brandingsstroom te kunnen maken.

- Indien we het rekenmodel van Battjes uitbreiden met de geïntroduceerde „Breaker Travel", zal het rekenmodel beter bij de realiteit aansluiten.

- De brekerhoogte-diepte verhouding, op een diepte van ± 1 m, is groter dan de daarover in omloop zijnde waarden. (blz 106)

Aanbevelingen.

De opgedane ervaringen tijdens de metingen in Egmond aan Zee geven aanleiding tot o.a. de volgende aanbevelingen. (par. III - 5, blz. 69 e.v.)

- De instrumenten moeten vooraf en tijdens de metingen getest worden.
- Opzetten van aanvullende vergelijkingsmetingen voor het testen van de betrouwbaarheid van de golfboei.
- Het is beter te spreken over variantie- dan over energiedichtheidsspektrum daar de laatste uitdrukking aanleiding tot veel verwarring kan geven
- Voor het vaststellen van een gemiddelde kamrichting zijn luchtfoto's meer geschikt dan het filmen van een serie golven over korte afstand.

Gezien de konklusies in dit rapport zouden de volgende onderwerpen nader onderzocht moeten worden.

- Onderzoek naar het muistroom mechanisme (IV - 4)
- Onderzoek naar het strandproces. (V - 3)
- Onderzoek naar de verandering van de kinetiese energie over de „approach distance", overstort- afstand en uitbrand afstand bij konstante waterdiepte. (V - 4)
- Onderzoek naar „Breaker Travel" in relatie met brandingsstroom- en opzetberekeningen, zodat het meer algemeen toepasbaar wordt.

APPENDIX 1. LIJST VAN BIJLAGEN.

1. Grote grafiek van de meetdag 731017

2. Grote grafiek van de meetdag 730928.

3. Kustmeting 1972 N° 73.2.359

4 Loding Fluorgebied N° 73.2.476

5 Loding Fluorgebied N° 73.2.506.

6 Detail Nederlandse kust van een zeekaart

7 Plattegrond van gehele meetopstelling.

8 Situatie en peil van de instrumenten.

9 Registratie van de Wemelsfelder.

10. Foto's van de golfhoek.

11. Vergelijking Wemelsfelder met stappenbaak.

12. Vergelijking van registraties van dezelfde boei op verschillende ontvangers.

13. Refraktie en Shoaling programma.

14. Tijd, golfhoek en golfgegevens

15. Programma: ter bepaling van de brandingsstroom snelheden en het brandingsstroomvolume.

16. Uitvoer van het programma van bijlage 15. Voor de meting van 731011 – 15.40 met invalshoek 0.6132.

17 Programma voor de bepaling van de schuifkracht uit de gemeten brandingsstroomsnelheden.

18 Programma voor de bepaling van de schuifkracht uit de gemeten brandingsstroomsnelheden, maar nu met de elliptiese integraal benadering.

19 Programma voor de bepaling van de brandingsstroom-snelheden, „Breaker travel", strandproces en elliptiese integraal benadering inbegrepen.

20. Uitvoer van het programma van bijlage 19. Voor de meting van 731011 – 15.40 met invalshoek 0.6132.

21. Strandprofiel van 731011 en kustmodel voor de golfgoot

22. Verzamelstaat aflezingen film.

23 Verzamelstaat aflezingen variantie metingen.

APPENDIX 2. -LIJST VAN SYMBOLEN. -

a.	amplitude van ζ
b.	afstand tussen 2 golfstralen
C	kovariantie
c_f	wrijvingskoëfficiënt voor de bodem-schuifspanning
c	fasesnelheid $(\frac{w}{k})$
c_g	groepsnelheid
D	gemiddelde diepte
$D(\theta;\omega)$	richtingen spektrum
$\vec{e}$	eenheids vektor in de voortplantings richting
E	gemiddelde energie per eenheid van oppervlak.
E_p	gemiddelde potentiele energie per eenheid van. oppervlak.
E_k	gemiddelde kinetiese energie per eenheid van oppervlak.
$E\{\underline{x}\}$	verwachtings waarde van $\underline{x}$.
$F(x)$	verdelings funktie van $\underline{x}$
$f(x)$	kans dichtheids funktie van $\underline{x}$
f	frequentie $(1/T)$
$G(\omega,\theta)$	spektrale dichtheid in frequentie en richtingen.
g	versnelling van de zwaarte kracht.
H	golfhoogte (maximale afstand tussen 2 opgaande nul doorgangen).
H_B	brekerhoogte in breker positie.
$H_{1/3}$	gemiddelde waarde van het hoogste derde deel van de golf-hoogten.
$I(.)$	funktie gedefinieerd door form. (II-8-14)
K_r	refraktiekoëfficient
K_s	shoalingkoëfficient.
k	golfgetal $(2\pi/L) = \frac{c}{w}$
L	golflengte
L_o	golflengte op diep water $\frac{gT^2}{2\pi}$
$\vec{M}$	gemiddeld horizontaal massa transport per breedte eenheid.

$\vec{M}^c$	bijdrage van de gemiddelde stroom aan $\vec{M}$
$\vec{M}^w$	bijdrage van de golven aan $\vec{M}$
m	exponent van $\cos\theta$ in het richtingen spektrum.
m_j	j^e - moment van $S(w)$ om $w=0$
n	$c_g/c = \frac{1}{2} + {}^{kd}/_{\sinh kd}$.
$\vec{P}$	gemiddelde horizontale energie overdracht p.e.v. breedte en p.e.v. tijd
P	$\lvert\vec{P}\rvert$
P_r	Waarschijnlijkheid
p	druk.
$\vec{q}$	horizontale deeltjes snelheid.
q	$\lvert\vec{q}\rvert$
$\hat{q}$	amplitude van $\hat{q}$, bij sinusvormige verandering
$\vec{q}^{tur}$	turbulente deeltjes snelheid.
R_e	getal van Reynolds.
r	reflektiekoëfficient.
$S(w)$	enkelzijdige spektrale dichtheid van $\zeta(t)$
S_{ij}	bijdrage van de niet permanente stroom aan de gemiddelde horizontale flux in de x_i-richting van x_j-impulsie.
s	koördinaat langs een golfstraal
T	golfperiode (tijds interval tussen 2 opeenvolgende opgaande nuldoorgangen van $\zeta(t)$)
t	tijd.
$\vec{U}$	$\vec{M}/\rho D$
$\vec{u}$	deeltjes snelheid.
u	x - komponent van $\vec{u}$
V	over de vertikaal gemiddelde. brandingsstroom snelheid
v	y - komponent van $\vec{u}$
w	z - komponent van $\vec{u}$
x	horizontale koördinaat
y	horizontale koördinaat parallel aan de kust.
z.	vertikale koördinaat, met positieve as naar boven, gemeten vanaf S.W.N

α	hellings hoek t.o.v. het horizontale vlak.
γ	hoogte - diepte verhouding van brekende golven in ondiep water.
$\delta(\ )$	Dirac distributie
δ_{ij}	Kronecker delta (form II-6-9)
ε_t	energie dissipatie per oppervlakte eenheid.
ζ	z-koördinaat van het wateroppervlak.
θ	hoek van inval
λ	schaal faktor
ν	$m_2/\sqrt{m_0 . m_4}$
ξ	$\tan\alpha/\sqrt{H/L_0}$
ρ	dichtheid van water
σ	standaard afwijking.
$\vec{\tau}$	bodem schuifspanning
τ_a	„approach distance" uitgedrukt in eenheden H_{13}.
τ_o	overstort afstand uitgedrukt in eenheden H_{13}.
τ_u	uitbrand afstand uitgedrukt in eenheden H_{13}.
ϕ	snelheids potentiaal.
ω	hoek frequentie. $(2\pi/T)$

Afkortingen.

G.W.N.	gemiddeld water niveau
S.W.N	stil water niveau.
r.m.s.	wortel uit het gemiddelde kwadraat.

Indices

A	boei A. op 1280 m uit de kust.
B	boei B op 680 m uit de kust (bij spektra)
S.B.	stappenbaak op 100 m uit de kust.
B	breker. positie.
f	fiktieve hoeveelheid, berekend zonder de gebroken golven in rekening te brengen.
o	refereert naar diep water.

Andere symbolen

$\overline{x}$	in de tijd gemiddelde waarde van x.
$f(w,\theta)$	zie form. (II - 9 - 3)
$\langle x \rangle$	gemiddelde waarde van x over een serie waarden.
$x'(t)$	fluktuatie van x om zijn gemiddelde waarde
$\underline{x}$	stochastiese variabele.

APPENDIX 3 - LITERATUUR.-

1. Battjes J. A. Computation of set-up, longshore-currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves. 1974.

2. Wiegel R. L. Oceanographical engineering. Prentice-Hall / Englewood Cliffs. New Jersey 1964

3. Lacombe H. Cours d'Océanographie Physique. Gauthier-villars Paris 1965

4. Lamb. M. A. Hydrodynamics. Cambridge 1932.

5. Ippen A. T. Estuary and Coastline Hydrodynamics. Mc Graw-Hill Book Company Inc. 1966.

6. Thornton E. B. Variation of longshore current across the surf zone. Coastal Engineering 1970 Proceedings blz. 291.

7. Jonsson I. G Wave boundary layers and friction factors Coastal Engineering 1966 Proceedings blz. 127.

8. Battjes J. A. Cursus Kustdynamica en kustverdediging 1971-1972. CT. KK 3. Dynamica van golven bij stranden.

9. Bendat and Piersol. Measurement and Analisis of Random Data. Wiley M. Y. 1966.

10. Robson J. D. An Introduction to Random Vibration. Edinburgh University Press en Elsevier 1964.

11. Dwight H.B. Tables of Integrals and Other Mathematical Data. The Macmillan Campany 12e 1971.

12. Battjes J.A. Statistiese eigenschappen van stationaire Gaussische processen. De Ingenieur./7 juli 1972.

13. Chandler P.L. en Sorensen R.M. Transformation of waves passing a submerged bar. Coastal Engineering 1972 Proceeding blz 385.

14. Mc. Nair E.C. Jr. en Sorensen R.M. Characteristics of waves broken by a longshore bar. Coastal Engineering 1970 Proceedings. blz 415

15. Longuet - Higgins M.S. Recent Progress in the Study of Longshore Currents. Uit „ Waves on Beaches". Academic Press. Inc New York en London. 1972.

16. Bijker E.W. Some considerations about scales for coastal models with movable bed. Delft Hydraulics Laboratory Publ. Nº - 50 1967.

17. Galvin C.J. Jr. Breaker travel and choice of design wave height.

18. Opdam H.J. Invloed van golven, getij, wind en coriolis kracht op de stroming langs de kust. Afstudeerverslag 1971

19. Opdam H.J. Experimentele fluoriscine metingen over de invloed van golven en getij op de stroming langs de kust. Afstudeerverslag 1971.

20. Führböter A. Air entrainment and energy dissipation in breakers. Coastal Engineering 1970 Proceedings Chap. 24

21 Diephuis J.G.H.R. Scale effekts involving the breaking of waves. Coastal Engineering 1958 Proceeding Chap. 11.

22 Gourlay M.R. Wave set-up and wave generated currents in the lee of a breakwater or head-land. University of Queensland, St. Lucia Australia.

BULAGE I

ITIES NEAR EGMOND AAN ZEE
HIGH TIDE OF 28 - 9 - '73

VELOCITY ALTOMETER
TIDECURVE
SIGN. WAVE HEIGHT BY SCAFFOLDING (WAVE-GAUGE)
SIGN. WAVE HEIGHT AT ~~2000m~~ 1280m A
SIGN. WAVE HEIGHT AT ~~700m~~ 680m B
WAVE PERIOD (W= Wemelsf ; S= Wave-Gauge ; A= W. RIDER A & B= W. RIDER B
VELOCITY FLUORESCEINE
WAVE ANGLE °
WAVE VELOCITY
SAND CONCENTRATION

WATCH
WEMELSFELDER
STOP
WEMELSFELDER
WEMELSFELDER

WAVE ANGLE IN DEGREES
16 14 12 10 8 6 4 2 4

6.30 6.00 6.30 7.00 7.30
8.00 8.30 9.00 9.30

LONGSHORE VELOCITY FLUORESCEINE

breaker zone
7.28
7.50
N S N S
VELOCITY - cm/s
60 50 40 30 20 10
30 40 50 60 70 80 90 100
PROFILE MIDDLE 37.250
t.g.v. paal

1cm ≙ 50[cm/s]

100 80 60 40 20 NAP 20 40 60
30 40 50 60 70 80 90 100
PROFILE NORTH
DISTANCE FROM ZEROLINE IN m

NAME	
BARROS	RAMKEMA
PRAKKEN	WANDERS

Rem.: at 7.00h windvelocity rised very suddenly from 7-9 m/s to 15-20 m/s

I

MEASURED QUANT
DURING THE

WAVEPERIOD IN SEC. 1 2 3 4 5 6 7

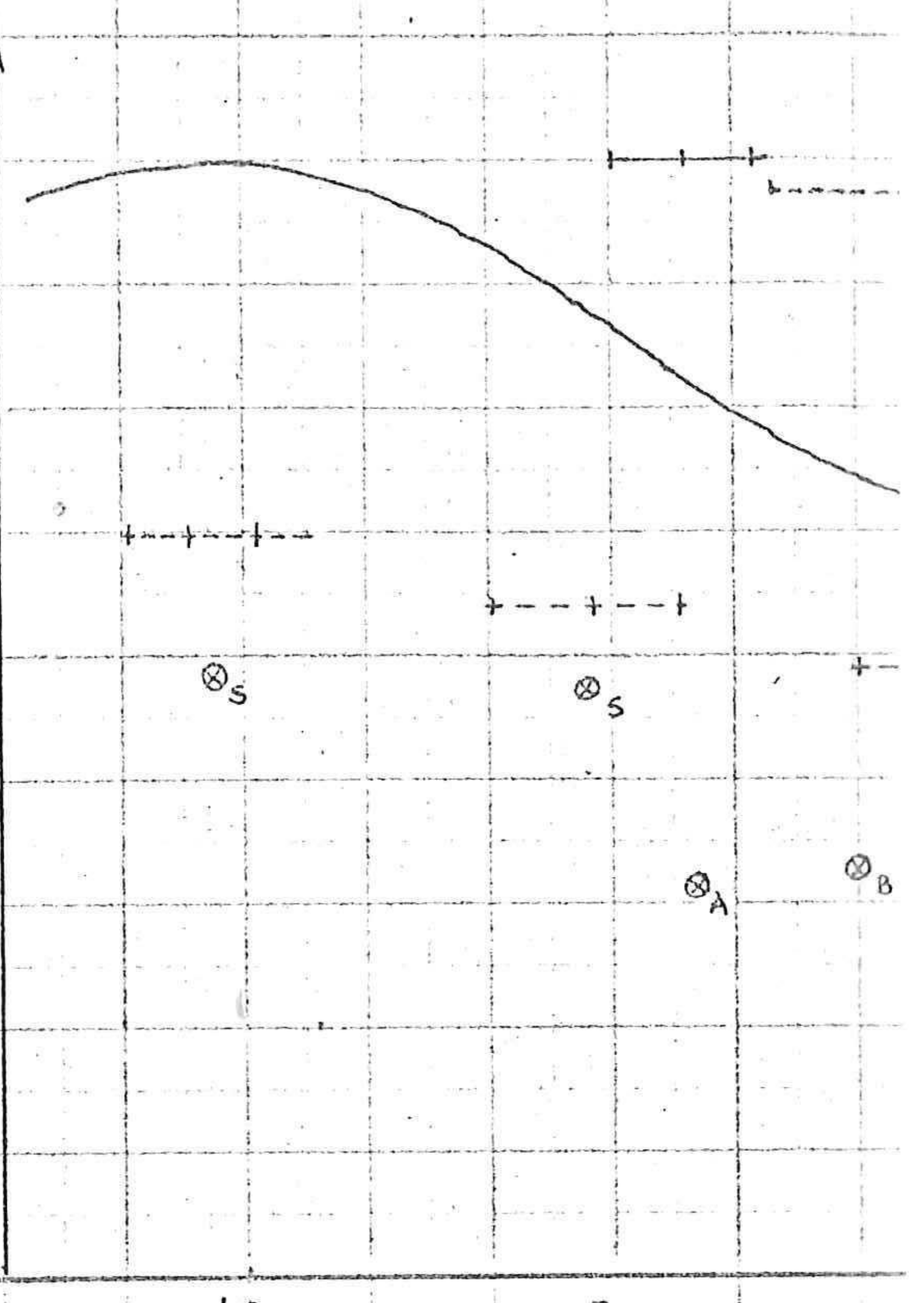
CONCENTRATION m/m^3 100 200 300 400 500 600 700 800 900

SIGN. WAVE HEIGHT cm 2×10 2×20 2×30 2×40 2×50 2×60 2×70 2×80 2×90

STILLWATER DEPTH cm 10 20 30 40 50 60 70 80 90

LONGSHORE VELOCITY cm/s 5 10 15 20 25 30 35 40 45

WAVEVELOCITY IN m/s 1 2 3



430 500

DEPTH IN cm

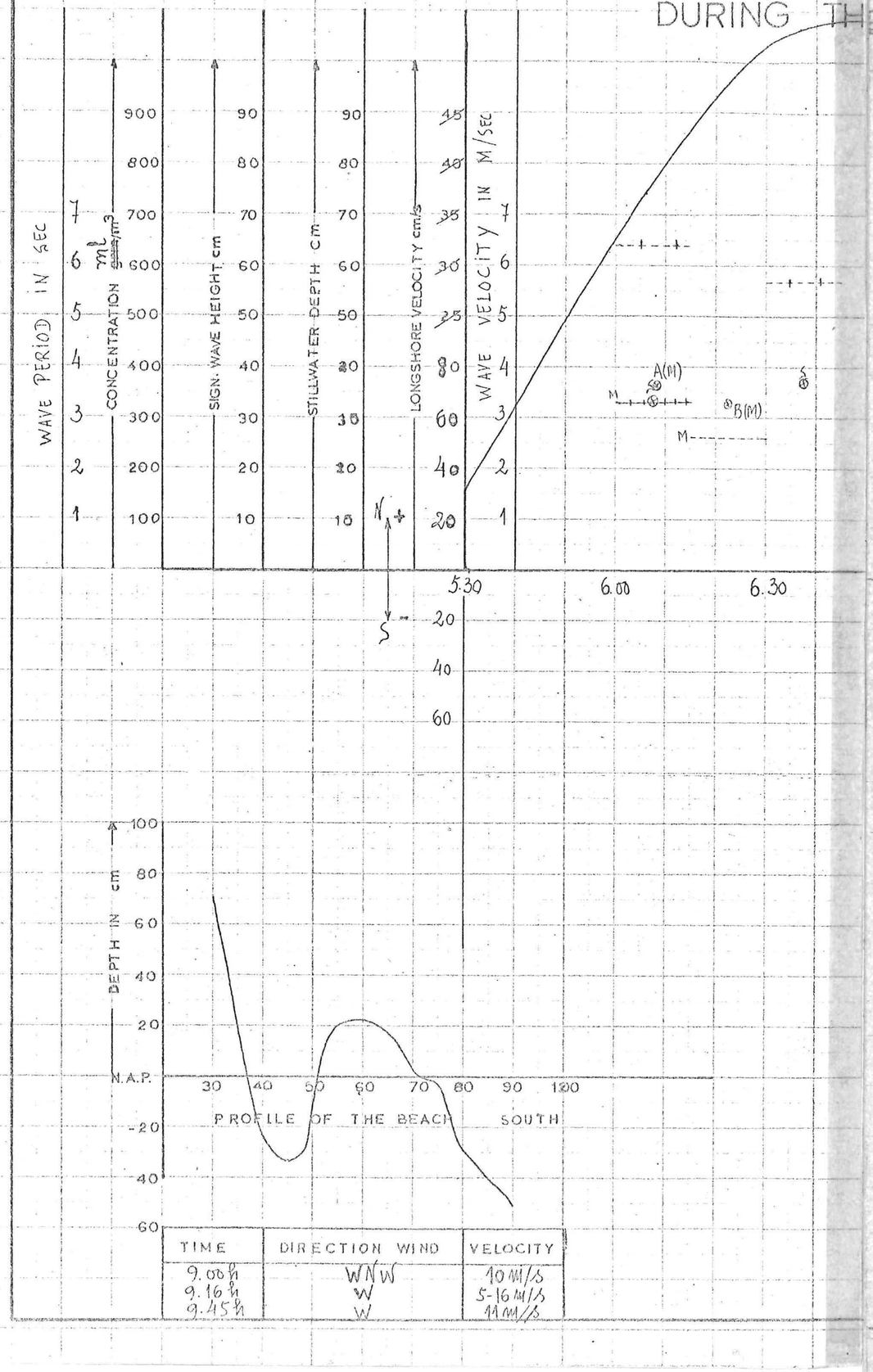
100 80 60 40 20 N.A.P. -20 -40 -60

30 40 50 60 70 80 90 120

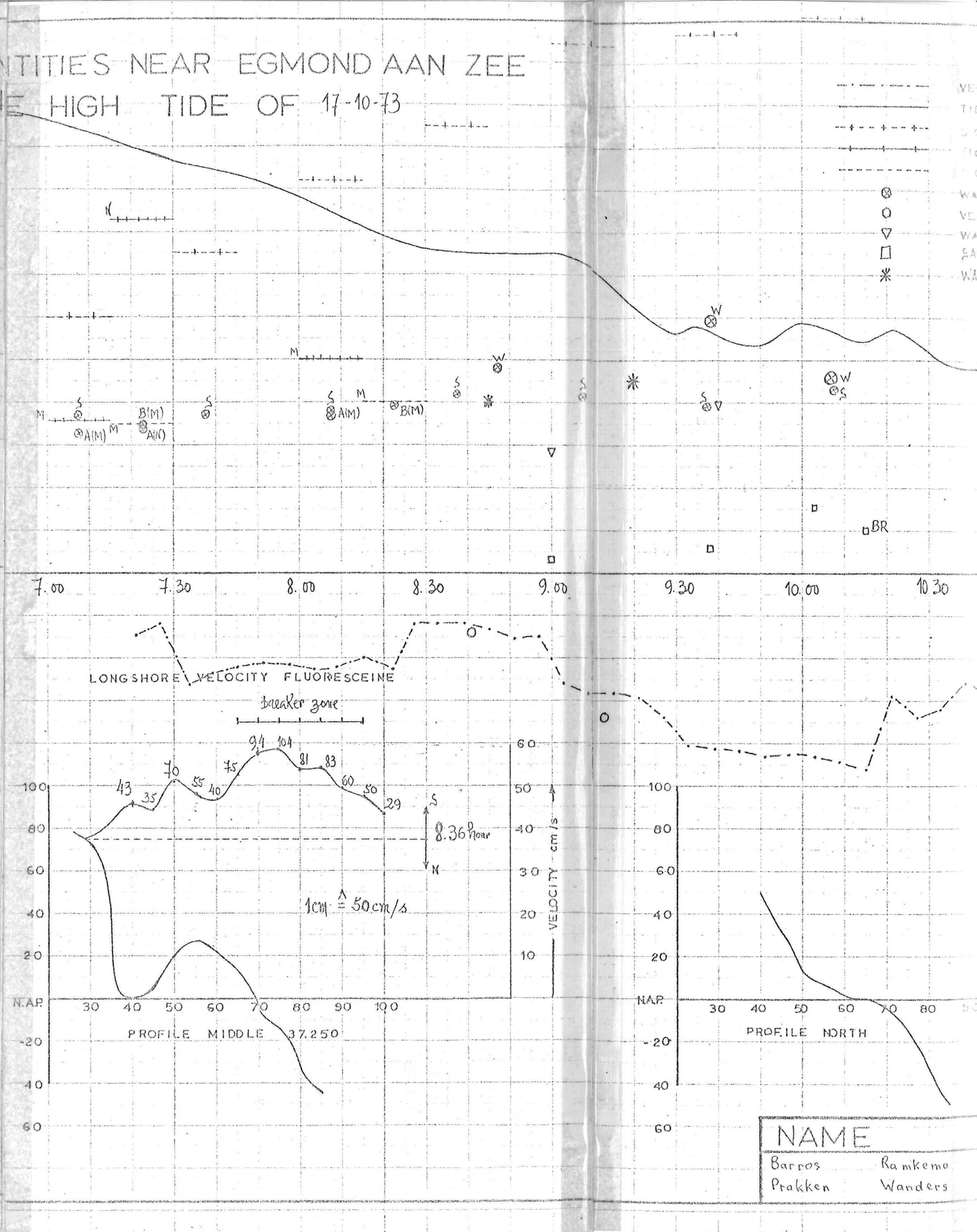
PROFILE OF THE BEACH SOUTH

TIME	DIRECTION WIND	VELOCITY
7.00 u	W.Z.W.	15 - 20 m/s
9.00 u	W.Z.W.	7 - 9 m/s

MEASURED QUANTITIES NEAR EGMOND AAN ZEE DURING THE HIGH TIDE OF 17-10-73



TIME	DIRECTION WIND	VELOCITY
9.00 h	WNW	10 M/S
9.16 h	W	5-16 M/S
9.45 h	W	11 M/S



NAME	
Barros	Ramkema
Prakken	Wanders

BLAD nr. 2

LOCITY ALTOMETER

DECURVE

GN. WAVE HEIGHT BY SCAFFOLDING (WAVE ALIGE)

GN. WAVE HEIGHT AT ~~2000m~~ 1280 M

GN. WAVE HEIGHT AT ~~700m~~ 680 M

AVE PERIOD (W - Wemelsfelder ; S - WAVE GAUGE ;

LOCITY FLUORESCEINE (M-1)

AVE ANGLE °

ND CONCENTRATION

AVE VELOCITY

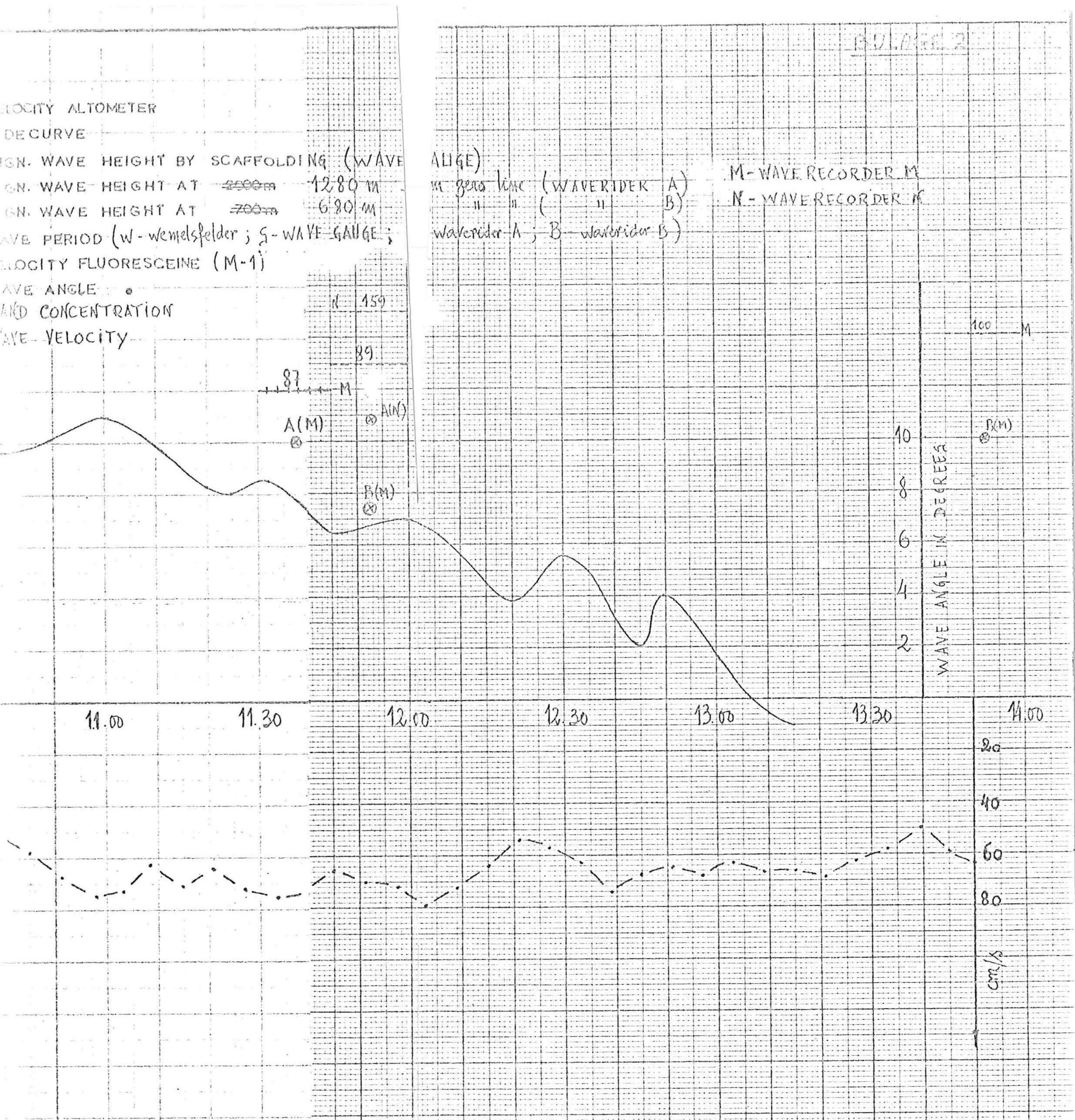
M - WAVE RECORDER M

N - WAVE RECORDER N

zero line (WAVERIDER A)

" " (" B)

Waverider A ; B - Waverider B)

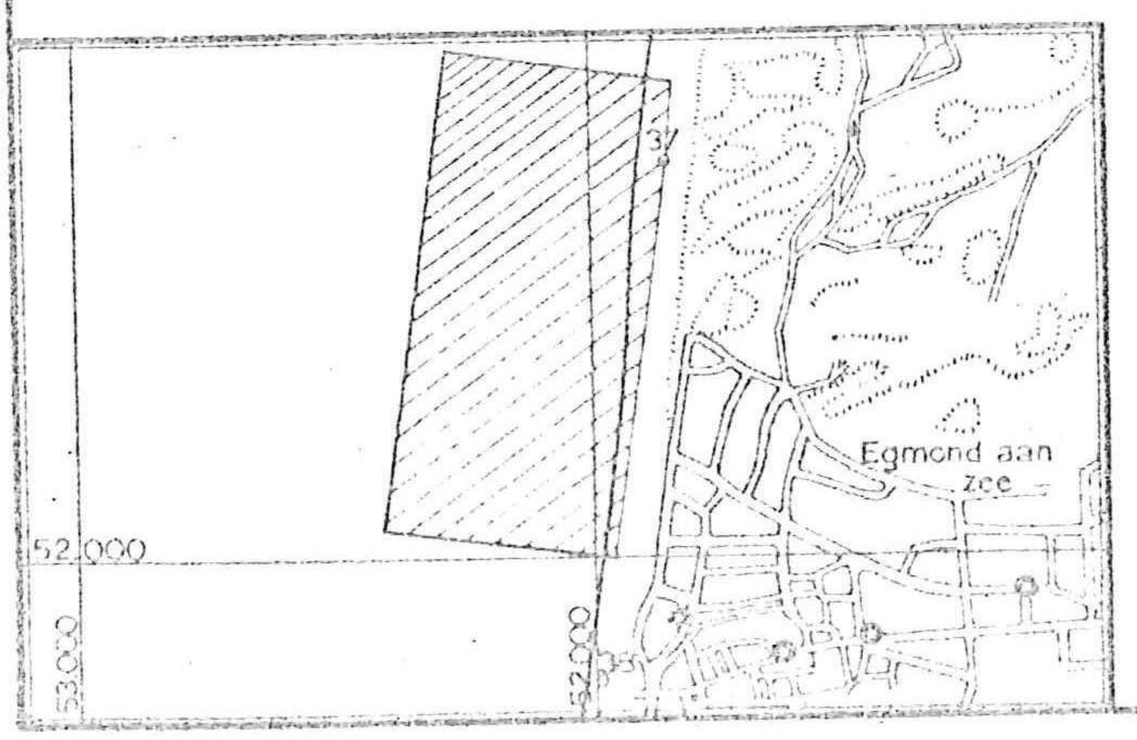


Rem.: Waverider A at 12 o' clock on the beach.
BR - Sand concentration when pumping only at breakers

+52.250

+52.500

37^75 37^70 37^65 37^60 37^55 37^50 37^45 37^40 37^35 37^30



TOELICHTING

N.A.P.

L'JN VAN 10 dm beneden N.A.P.

" " 20 " " "

" " 30 " " "

" " 40 " " "

" " 50 " " "

" " 60 " " "

Uitstroompijp fluoresceïne

de aansluitende strandmeting is verricht op

BULAGE 4

+52.250

-52.250

-52.000

37.30 37.25 37.20 37.15 37.10 37.05 37.00 36.95 36.90 36.85

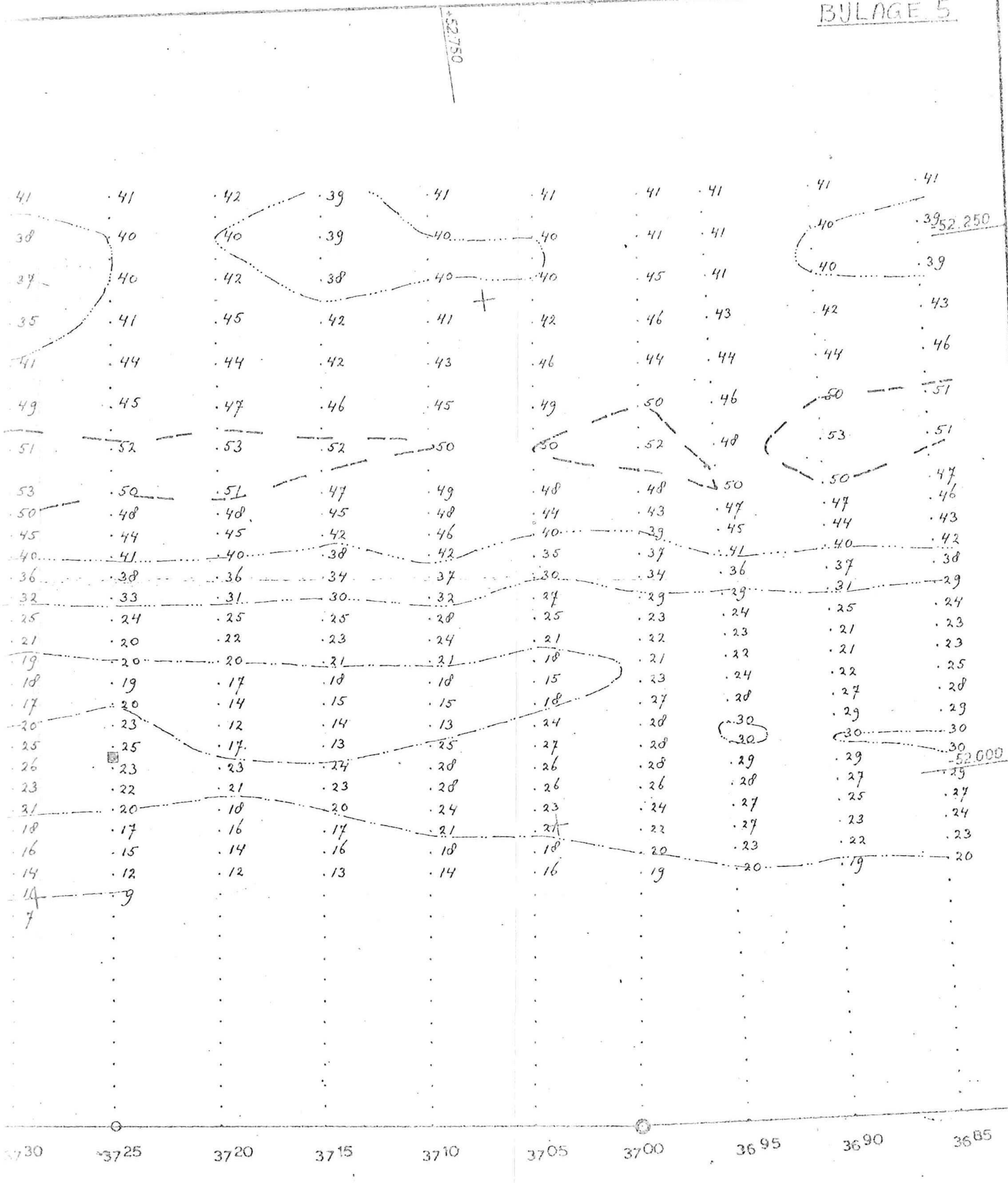
n N.A.P.
"
"
"
"
"

ine
neting

De ingenieur				NOORDZEEKUST NOORD-HOLLAND	NOTA
Opn.	Get.	Gecontr.	Gez.	LODING FLUORGEBIED 14-8-1973	BIJLAGE 4
					SCHAAL 1:2500
				RIJKSWATERSTAAT STUDIEDIENST HOORN	A2 REG.NR. 73.2.476

GRONDCALQUE NR. 70.1325

BIJLAGE 5

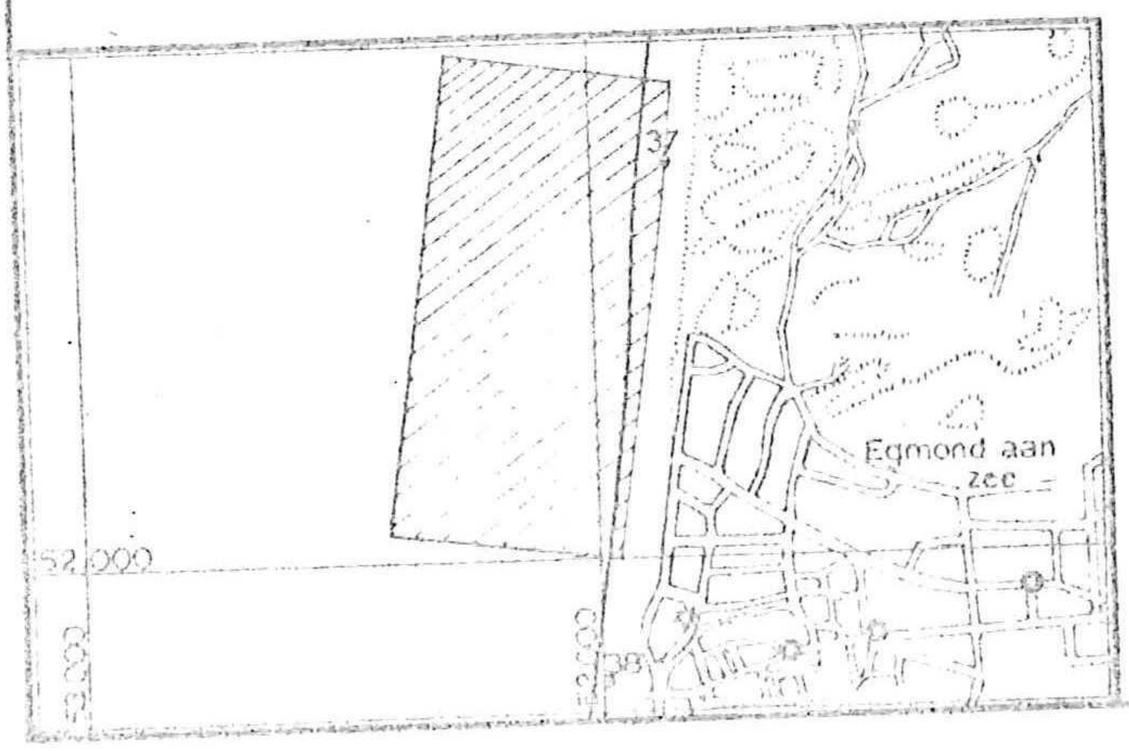


De ingenieur				NOORDZEEKUST NOORD-HOLLAND	NOTA
				LODING FLUORGEBIED 29-8-1973	BIJLAGE 5
					SCHAAL 1:2500
Opn.	Get.	Gecontr.	Gez.	RIJKSWATERSTAAT STUDIEDIENST HOORN	A2 REG NR 73.2.506
TJ Vonk	DB	gglm.			

GRONDCALQUE NR. 70.1325

+52.250

+52.500



TOELICHTING

N.A.P.
LIJN VAN 10 dm beneden N.A.P.
" " 20 " " "
" " 30 " " "
" " 40 " " "
" " 50 " " "
" " 60 " " "
Uitstroompijp fluoresceïne
de aansluitende strandmeting
is verricht op

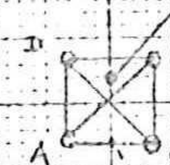
BIJLAGE 6

Pettemer Polder
Petten
Kanaal door Zuid-Holland
Observatiepost
Kernreactor
Kanaal door Zuid-Holland
Kanaal door Zuid-Holland
Kanaal door Zuid-Holland

BIJLAGE 1

Plattegrond van de totale constructie

platform



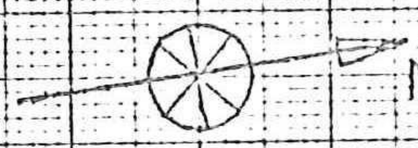
richtpaal

paal ter bepaling van de golfhoek

Z-1
Z-2
Z-3
Z-4
Z-5
Z-6
Z-7
Z-8
Z-9
Z-10
Z-11
Z-12
Z-13
Z-14
Z-15

M-1
M-2
M-3
M-4
M-5
M-6
M-7
M-8
M-9
M-10
M-11
M-12
M-13
M-14
M-15
M-16

N-1
N-11
N-21
N-22
N-23
N-24
N-25
N-26
N-27
N-28
N-29
N-30
N-31



Schaal 1:500

km. paal
37 280
37 250
37 220

ZUID
MIDDEN
NOORD

Aanvulling gegevens betreffende situatie en peil van de gebruikte instrumenten.

Stappenbaak : peil onderste pen 25⁻ N.A.P.

Getijschrijver : Onderkant pijp op 56⁻ N.A.P.

drijverhoogte 21 cm waarvan 2/3 deel onder water dus 14 cm.
m.a.w. :
Getijschrijver begint te registreren op 42⁻ N.A.P.

Wemelsfelder : Onderkant pijp op 64⁻ N.A.P

drijverhoogte 21 cm waarvan 2/3 deel onder water dus 14 cm.
m.a.w. :
Wemelsfelder begint te registreren op 50⁻ N.A.P

Waveriders :

boei	A	B
afstand vanaf de nullijn	1280 m	680 m
afst vanaf raai 37 250	80 m Noordelijk	80 m Noordel
waterdiepte ter plaatse t.o.v. N.A.P.	10,5 m	6,5 m

Beide bevestigd aan een samengetelde ketting van 40 m lengte.

Boei Ijmuiden: C. coördinaten 52° 32' 20" N.B.
4° 26' 30" O.L.

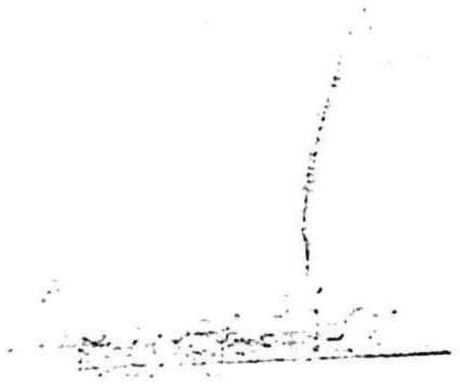
diepte ter plaatse 15-16 m.

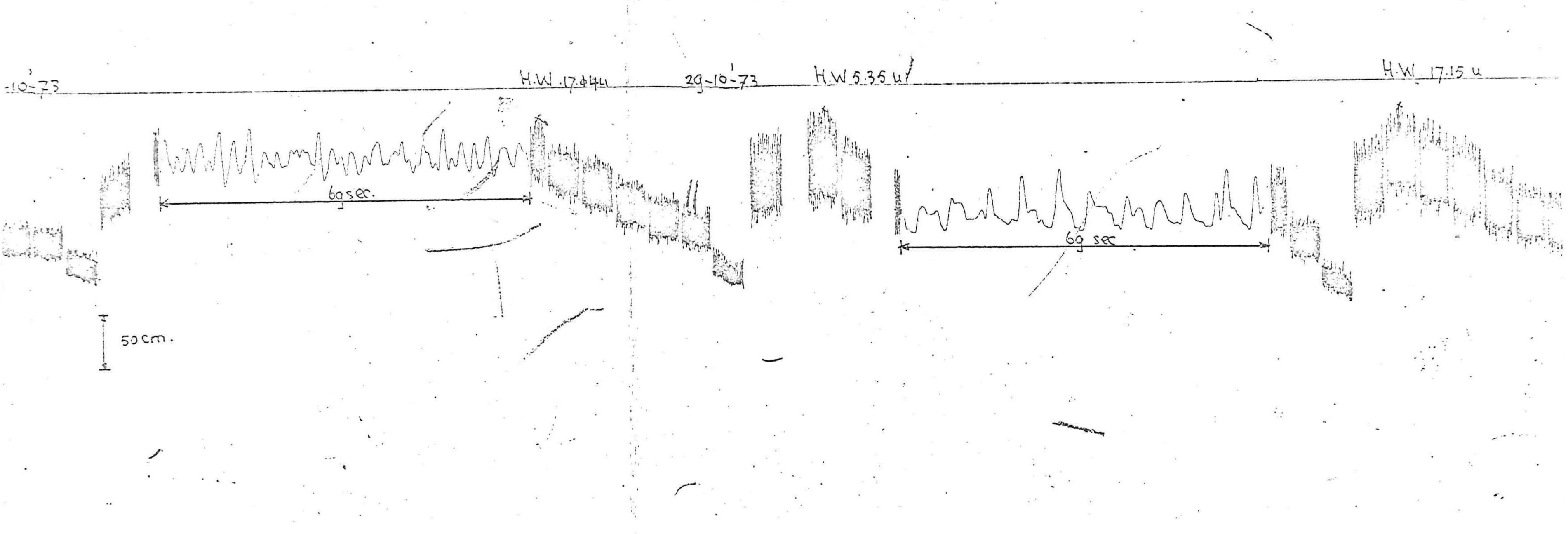
Bovengenoemde peilingen vanden plaats 24-9-73
(peilingen van Stappenbaak, Wemelsfelder en Getijschrijver)

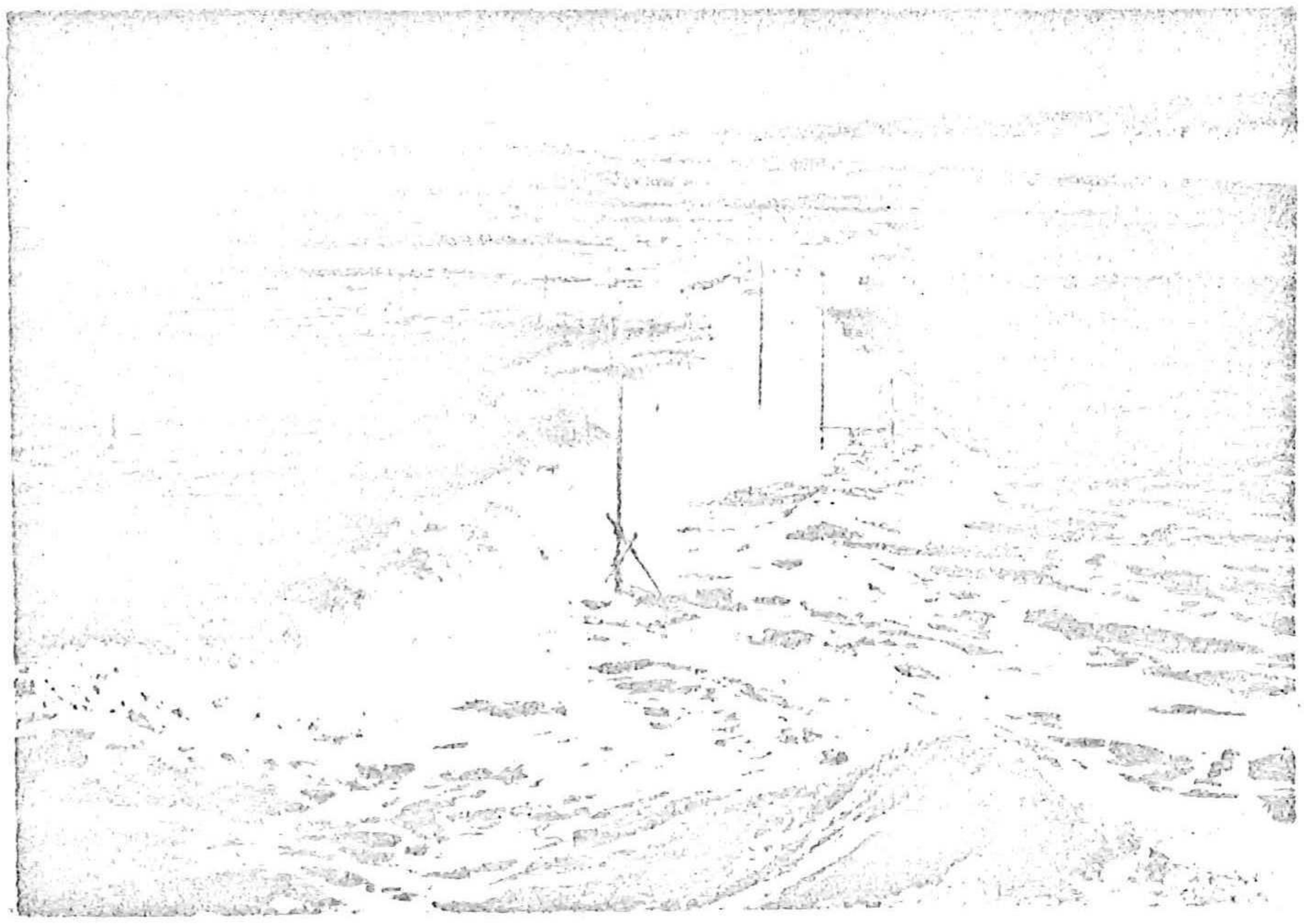
Bij kontrôle op 2-11-73 bleek de situatie ongewijzigd

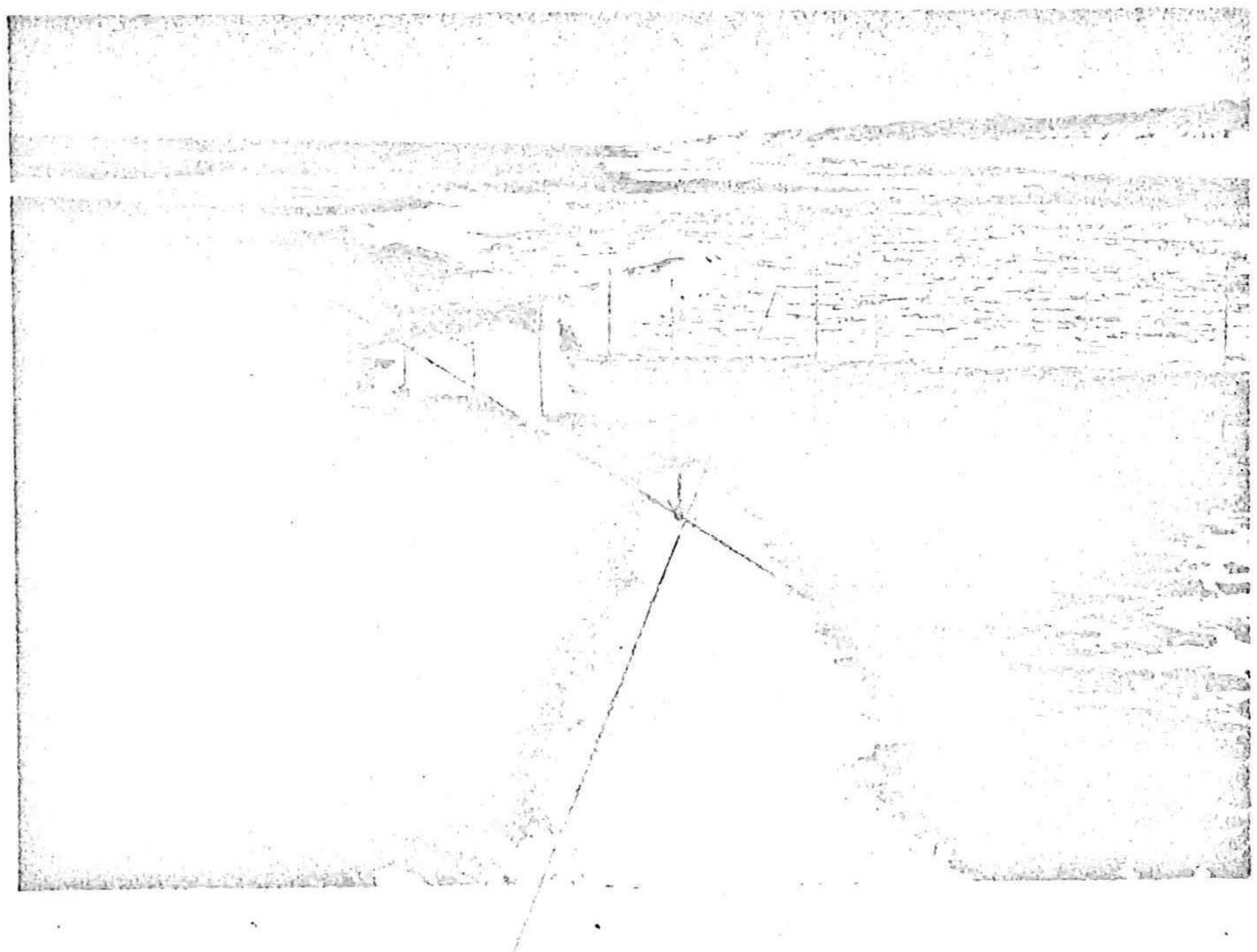
BIJLAGE 9

Registratie Wemelsfelder. (golfhoogte schrijver).









PICTURES MADE FOR THE DETERMINATION OF THE ANGLE OF WAVE ATTACK DURING THE MEASUREMENTS

BIJLAGE II

Vergelijking Wemelsfelder registratie met die van de Stappenbaak (penrecorder)

	Stappenbaak	Wemelsfelder	opgaande golfbew ↑ neergaande golfbew ↓	Stappenb / Wemelsf
1	110	37,5	↑	2,9
2	55	25	↓	2,2
3	170	60	↑	2,8
4	90	35	↑	2,6
5	150	50	↑	3,0
6	180	76	↑	2,4
7	55	28	↑	2,0
8	110	48	↑	2,3
9	90	35	↑	2,6
10	150	57	↑	2,6
11	200	80	↓	2,5
12	140	52	↑	2,7
13	115	39	↓	2,9
14	50	15	↓	3,3
15	150	63	↓	2,4
16	156	55	↑	2,8
17	190	64	↓	3,0
18	105	47	↓	2,2
19	135	55	↑	2,5
20	150	66	↑	2,3
21	70	40	↓	1,7
22	120	59	↓	2,0
23	150	60	↑	2,5
24	180	74	↓	2,4
25	160	71	↑	2,3
26	145	67	↓	2,2
27	60	25	↓	2,4
				tot 67,5

St./Wem. gemiddeld $67,5/27$ = **2,50**

Cilleen opgaande golven S/W gem $38,3/15$ = 2,56

Cilleen neergaande golven S/W gem. $29,2/12$ = 2,43

Opmerking: De stappenbaak schreef hier 2x zo groot als de schaal verdeling aangaf, zodat de werkelijke verhouding 1,25 is.

$H_{1/3}$ [M]

RECORDER M E_M

- U_c :: E_{Mc} ; ⊗
- E_{Na} :: E_{Ma} ; △
- E_{Nb} :: E_{Mb} ; □

1.00

0.50

0.50 1.00 1.50 2.00

$H_{1/3}$ [M]

RECORDER IJMUIDEN (E_M)
RECORDER EGMOND N (E_N)

BULAGE 12

GOLFHOEK					STAPPENBAAK				WIND		OPMERKINGEN
DAG	TUD	DIEPTE [M]	HOEK	SPREIDING	TUD	G.G.T [SEC]	G.T.S [SEC]	$H_{1/3}$ [M]	RICHTING	SNELH. [M/s]	
730927	16.50	1.39	+ 7.1°	15°	16.50	4.05	6.39	1.00	N.W.	5	Geen brekers o/d bank.
	17.53	0.97	+ 9.3°	10°	17.50	3.94	6.29	0.82	N.W.	5	
731008	15.05	0.97	+ 1.6°	10°	15.00	2.67	3.82	0.53	W	7	Golven // kust
731009	13.35	1.67	− 4.4°	8.2°	13.33	4.56	6.96	1.29	W.ZW	13	13 brekers op bank.
	14.05	1.68	− 10.7°	10.2°	14.03	4.62	6.98	1.40	W.ZW	13.	
	14.20	1.70	− 13.6°	14.6°	dito					13	
	15.20	1.49	− 5.7°	3.8°	15.05	4.56	7.08	1.30	W	11	
731011	14.35	1.29	+ 8.0°	7.9°	14.30	4.63	7.19	1.10	N	1	Geen brekers op de bank of voor het platform
	15.20	1.67	+ 6.4°	6.5°	15.00	5.05	7.77	1.01	N-NW	10	
	15.50	1.52	+ 17.2°	17.0°	15.30	4.55	6.95	1.13	N-NW	15	
	16.40	1.29	+ 14.8°	14.1°	16.30	4.37	6.96	1.25	N-NW	11	

$H_{1/3}$ = karakteristieke golfhoogte
G.G.T = gemiddelde golf periode.
G.T.S. = Signifikante " "

BIJLAGE 14

— Golfhoek, diepte en golf gegevens —

BULAGE 17

```
0  {BEGIN "COMMENT"UITGANGDE VAN DE ENERGIEDICHTHEID (FA),MET GEMIDDELDE
1   FREQUENTIE (WA) EN GEMIDDELDE INVALSHOEK (AA),VAN ROEI A,WORDT MET
1   STAPJES VAN 5 METER, 250 M. VANAF DE HOOFD-KAAI NAAR BINNEN GELOPEN
1   ,WAARBIJ VOOR IEDERE STAP DE ENERGIEDICHTHEID (E), HOEK (A) EN DE
1   -ACHTEREENVOLGENS WORDEN INGEVOERD, D(/I/)=DIEPTE VOOR DE 50 PUNTEN
1   EN DE OPTREDENDE SCHUIFKRACHT WORDT BEPAALD.
1  V(/I/),X=GAMMA/0.88,CF=COEFFICIENT,
1   DAARNA VOLGEN EA,WA,AA,J=GETAL T.O.V. N.A.P.),DATUM+TIJD.
1  BEGINNOIGING  PROGRAMMA VIA GETAL <0,OP DE GETALKAART  ;
1   INTEGER I,M  ;
2   REAL X,CF,EA,WA,AA,T,DATUM,D,LO,CO,L,CA,K,NA,DA,SI2F,VG,
3   C,N,A,KR2,KS2,E,AFST,S12V,BF,HF2,FHB,FHB2,S12,G,R,HB  ;
3  REAL U9,T8,SK;
4   REAL FHB1,FHB2,VOL,Y,RAAI  ;                                    CRA01U00
5   REAL ARRAY S(/1:50/);
6  REAL AKKAY Y(/1:50/);
7   REAL PROCEDURE LIT(LB,D);VALUE LB;                              CRA02A00
9   REAL Q,LB;
10  BEGIN REAL L2,L1,S,T;                                           CRA02B00
12   S:=2*3.14*D:L1:=LB;                                            CRA02C00
14  ARJE:L2:=LB-(EXP(S/L1)-EXP(-S/L1))/(EXP(S/L1)+EXP(-S/L1));     CRA02D00
16   IF ABS(L2-L1)>0.25 THEN                                        CRA02E00
17  BEGIN L1:=(L1+2*L2)/3;                                          CRA02F00
19   GOTO ARJEN;                                                    CRA02G00
20   END ELSE LITT:=L2;                                             CRA02H00
23  END;                                                            CRA02I00
24  REAL PROCEDURE ARCSIN(X);VALUE X;                               CRA02J00
26  REAL X;                                                         CRA02K00
27   AGRID:=REAL Y;                                                 CRA02L00
29   Y:=SQRT(1-X*X);ARCSIN:=ARCTAN(X/Y);                            CRA02M00
31  END;                                                            CRA02N00
32  REAL PROCEDURE TANH(X);VALUE X;                                 CRA02O00
34  REAL X;                                                         CRA02P00
35  BEGIN TANH:=(EXP(X)-EXP(-X))/(EXP(X)+EXP(-X));                 CRA02Q00
37  END;                                                            CRA02R00
39  BEGIN REAL PROCEDURE SINH(X);VALUE X;                           CRA02S00
41   SINH:=(EXP(X)-EXP(-X))/2;                                      CRA02T00
43  END;                                                            CRA02U00
44  LABB:                                                           CRA02V00
44   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 50 DO                                    CRA02W00
46   INREAL(0,B(/I/));                                              CRA02X00
47   FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 50 DO INREAL(0,V(/I/));                  CRA02Y00
49   G:=9.81;R:=1000;                                               CRA02Z00
51   INREAL(0,X);                                                   CRA03A00
52   WHE:  INREAL(0,CF);INREAL(0,EA);                               CRA03B00
55   INREAL(0,WA);INREAL(0,AA);INREAL(0,T);INREAL(0,DATUM);
57   SIGF(1);                                                       CRA03C00
59  OUTSTRING(1,"(""BEPALING VAN DE SCHUIFKRACHT LANGS DE BODEM VOOR DE KUST
61   VAN GAUNB");LINE(1,2);                                         CRA03D00
62  AFIX(1,4,4,DATUM);                                              CRA03E00
63  OUTSTRING(1,"(""=DATUM EN TIJD VAN DE METING IN 1973")");LINE(1,1);
65  AFIX(1,3,6,T);                                                  CRA03F00
66  OUTSTRING(1,"(""=WATERSTAND IN M. T.O.V. N.A.P.")");LINE(1,1);
68  AFIX(1,3,6,WA);                                                 CRA03G00
69  OUTSTRING(1,"(""=GEMIDDELDE FREQUENTIE UIT HET SPECTRUM BIJ BOEI A")");
70  LINE(1,1);                                                      CRA03H00
71  AFIX(1,3,6,X);
72  OUTSTRING(1,"(""=GAMMA GEOEELD DOOR 0.88")");LINE(1,1);         CRA03I00
74  AFIX(1,3,6,CF);                                                 CRA03J00
75  OUTSTRING(1,"(""=WRIJVINGSCOEFFICIENT")"); LINE(1,1);           CRA03K00
77  AFIX(1,3,6,EA);                                                 CRA03L00
78  OUTSTRING(1,"(""=ENERGIE DICHTHEID M2 BIJ BOEI A")");LINE(1,2); CRA03M00
80  OUTSTRING(1,"(""AFSTAND DIEPTE L OF HB  GEM. VG  N  INVALSHOEK CRA03N00
81  KR=KR  KS=KS  ENERGIE  F(HB)=  UB  WRIJVING ")");              CRA03O00
81  LINE(1,3);                                                      CRA03P00
82  D:=11.50+T;LO:=(G*2*3.1416)/(WA*WA);                            CRA03Q00
84  CO:=G/WA;L:=LITT(LO,D);K:=2*3.1416/L;                           CRA03R00
87  CA:=CO*TANH(K*D);                                               CRA03S00
88  NA:=0.5+K*D/(SINH(2*K*D));                                      CRA03T00
89  FOR DA:=11.50,6.60,8(/50/) DO                                   CRA03U00
90  BEGIN                                                           CRA03V00
91  D:=DA+T;L:=LITT(LO,D);K:=2*3.1416/L;                            CRA03W00
94  C:=CO*TANH(K*D);N:=0.5+(K*D)/SINH(2*K*D);                       CRA03X00
96  A:=ARCSIN(C*SIN(AA)/CA);                                        CRA03Y00
97  KS2 :=(NA*CA)/(N*C);                                            CRA03Z00
98  KR2 :=COS(AA)/COS(A);                                           CRA04A00
99  E:=EA *KS2*KR2 ;                                                CRA04B00
100  AFST:=100*DA;                                                  CRA04C00
101  VG:=0;                                                         CRA04D00
102  AFIX(1,4,0,AFST);AFIX(1,3,2,D);                                CRA04E00
104  AFIX(1,5,2,L);AFIX(1,5,2,VG);
106  AFIX(1,1,4,N);AFIX(1,1,4,A);                                   CRA04F00
108  AFIX(1,1,4,KR2 );AFIX(1,1,4,KS2 );                             CRA04G00
110  AFIX(1,1,5,E);LINE(1,1);                                       CRA04H00
112  END;                                                           CRA04I00
113  S12V:=E*SIN(A)*COS(A)*R*G*N;                                   CRA04J00
114  LINE(1,1);                                                     CRA04K00
115  FHB1:=1;VOL:=0;                                                CRA04L00
117  SK:=0;                                                         CRA04M00
118  FOR M:=1 STEP 1 UNTIL 49 DO                                    CRA04N00
119  BEGIN I:=50-M;D:=B(/I/)+T;AFST:=5*I;                           CRA04O00
123  IF D<0.25 THEN GOTO LAB1;                                      CRA04P00
125  L:=LITT(LO,D);K:=2*3.1416/L;                                   CRA04Q00
127  C:=CO*TANH(K*D);                                               CRA04R00
128  N:=0.5+(K*D)/SINH(2*K*D);                                      CRA04S00
129  A:=ARCSIN(C*SIN(AA)/CA);                                       CRA04T00
130  KS2 :=(NA*CA)/(N*C);                                           CRA04U00
131  KR2 :=COS(AA)/COS(A);                                          CRA04V00
132  EF:=EA*KS2*KR2  ;HF2 :=8*EF;                                   CRA04W00
134  HB:=0.14*L*TANH(X*K*D);                                        CRA04X00
135  FHB2 :=1-EXP(-HB*HB/HF2 );                                     CRA04Y00
136  IF FHB2>FHB1 THEN FHB2:=FHB1;                                  CRA04Z00
138  UB:=WA*SQRT(FHB2*HF2)/(2*SINH(K*D));                           CRA05A00
139  TB:=( +V(/I/)*UB*2/3.1416)*CF*R;                               CRA05B00
140  E:=EF*FHB2;                                                    CRA05C00
141  VOL:=VOL+V(/I/)*D*5;                                           CRA05D00
142  SK:=SK+TB*5;                                                   CRA05E00
143  LAB2; AFIX(1,4,0,AFST); AFIX(I,3,2,D);                         CRA05F00
146  AFIX(1,5,2,HB);AFIX(1,5,2,V(/I/)T;                             CRA05G00
148  AFIX(1,1,4,N) ;AFIX(1,1,4,A);                                  CRA05H00
150  AFIX(1,1,4,KR2 );AFIX(I,1,4,KS2 );                             CRA05I00
152  AFIX(1,1,5,E) ;AFIX(1,1,4,FHB2 );                              CRA05J00
154  AFIX(1,2,4,UB );AFIX(I,3,4,TB);                                CRA05K00
156  LINE(1,1);                                                     CRA05L00
157  FHB1:=FHB2;                                                    CRA05M00
158  END;                                                           CRA05N00
159  LAB1:                                                          CRA05O00
159  OUTSTRING(1,"(""WATEROIEPTE KLEINER DAN 0.25 ")");
161  AFIX(1,5,3,VOL);
162  OUTSTRING(1,"(""=VOLUME VAN DE BRANDINGSSTROOM IN CUB.M/S, ")");
163  AFIX(1,6,2,SK);
164  OUTSTRING(1,"(""=SCHUIFKRACHT(N)," ")");
165  AFIX(1,5,4,S12V);
166  OUTSTRING(1,"(""=S12 ")");
167  INREAL(0,X );
168  IF X>0 THEN GOTO GRE;
170  IF X=0 THEN GOTO LAB3;                                         CRA06R00
172  END
```

VERZAMELSTAAT AFLEZINGEN FILMS

BULAGE 22

Nº	Egm meetdag tijd: 73 10 11	Fict. N.A.P [MM]	Excent. [MM]	Transl. [OMW]	Periode	$H_{(22)}$ MM	Plaats Breker	D_{Breker} [MM]	H_{Breker} [MM]	τ_o [MS]	Type	e	τ_u [MS]	$\tau_o + \tau_u$ [MS]		Opmerkingen	zonder bank	met bank
A 1	14.42	51	751	9360	2.24	46	7.04	86	83	3.05	P		9.35	12.40	+			×
A 2	14.42	51	751	9150	2.24	61	7.64	103	104	3.27	P		12.70	15.97	+			×
A 3	14.42	51	751	9500	2.24	28	6.49	70	66	3.38	P		9.05	12.43	+			×
A 4	14.42	51	751	9600	2.24	20	6.14	60	38	4.77	S		11.20	15.97	+			×
A 5	15.40	66	814	9500	1.79	41	6.34	78	74	8.5	S		10.20	18.70	o			×
A 6	15.40	66	814	9250	1.79	62	7.27	106	92	4.80	S		15.50	20.30	o			×
A 7	15.40	66	814	9000	1.79	83	8.51	146	112	4.82	SP		19.30	24.12	o	SCHAAL 1:12,5		×
A 8	15.40	66	814	9175	1.79	68	7.48	114	97	4.64	S		16.80	21.24	o			×
A 9	15.40	66	814	9375	1.79	49	6.67	88	81	5.36	S		13.10	18.46	o			×
A 10	14.42	51	754	9360	2.35	37	6.74	76	76	3.20	P		11.00	14.20	+			×
A 11	14.42	51	754	9150	2.35	48	7.26	91	87	4.40	P		11.00	15.40	+			×
A 12	14.42	51	754	9430	2.35	32	6.52	70	64	3.78	P		11.10	14.88	+			×
A 13	1442	51	754	9500	2.34	28	6.36	64	57	4.38	P		9.20	13.58	+			×
A 14	15.40	66	841	9500	1.78	121	16.37	216	±150	3.13	S		—			Boven bank		
B 5	15.40	66	841	9500	1.77	40	6.31	78	75	3.30	P		16.3	19.60	Δ		×	
B 6	15.40	66	841	9250	1.77	60	7.21	106	87	3.57	P		14.3	17.87	Δ		×	
B 8	15.40	66	841	9175	1.77	65	7.47	114	98	2.70	P		16.20	18.90	Δ		×	
B 9	15.40	66	841	9375	1.77	48	6.89	96	82	3.66	S		12.00	15.66	Δ	SCHAAL 1:12,5	×	
B 10	14.42	51	754	9360	2.35	36	7.22	91	83	3.80	P		10.00	13.80	o		×	
B 11	14.42	51	754	9150	2.36	49	7.87	111	95	4.05	P		16.70	20.75	o		×	
B 12	14.42	51	754	9430	2.36	37	6.95	81	82	3.05	P		11.20	14.25	o		×	
B 13	14.42	51	754	9500	2.36	28	6.75	76	75	4.00	S		9.00	13.00	o		×	
P 1	15.40	66	841	9650	1.77	28	5.81	53	60	4.10	S		5.85	9.95	Δ	SCHAAL 1:12,5	×	
P 2	14 42	51	754	9650	2.36	20	6.08	53	42	5.14	SP		10.50	15.64	o		×	
C 5	15.40	131	736	9000	2.54	77	6.56	151	142	3.73	P		14.30	18.03	□		×	
C 6	15.40	131	736	8450	2.54	120	8.16	201	178	2.70	P		18.20	20.90	□		×	
C 14	15.40	131	736	9250	2.54	60	5.65	123	124	2.90	P		11.20	14.10	□		×	
C 15	15.40	131	736	9370	2.54	50	5.06	123	89	3.15	S		16.20	19.35	□	SCHAAL 1:6,25	×	
C 16	15.40	131	707	9200	3.03	45	5.20	123	98	3.16	S		15.40	18.56	×		×	
C 17	15.40	131	707	9300	2.98	40	4.70	123	90	5.20	S		21.20	26.40	×		×	
C 18	15.40	131	816	9300	1.82	60	5.06	123	89	4.50	S		16.70	21.20	⊠		×	
C 19	15.40	131	816	9400	1.82	52	4.74	123	85	8.20	S		11.90	20.20	⊠		×	
C 20	15.40	131	816	9350	1.82	55	4.83	123	88	4.40	S		13.60	18.00	⊠		×	

VERZAMELSTAAT AFLEZINGEN VARIANTIE

BIJLAGE 23

N.o	Eqm. Meetdag 751011	Fict. N.A.P. [MM]	Excentr [MM]	Omw	Periode [sec]	H_{22} [MM]	Plaats Breker [M]	D_{Breker} [MM]	H_{BREKER} [MM]	Type	Afstand [M] Excentr	$\tau_{pL}+\tau_{sp}$ [Ho]	H_{22}/H_{Ho}	L_o [m]	L_o/H_o	L_B	L_B/H_B	$\tau_{pL}+\tau_{sp}$ (Film)	Overeenk. film	Opmerkingen.	Zonder Bank	Met Bank
E 1	14.42	51	751	9300	2.24	40	6.80	79	± 78	P.S	1.0	12.8	0.513 +	7.9	101	1,96	25,1	12.4	± A1,10			×
E 1h	14.42	51	751	9300	2.24	40	6.80	79	± 78	P.S	1.1	14.1	0.513 +	7.9	101	1,96	25,1	12.4	± A1,10	herhaling		×
E 2	14.42	51	751	9050	2.24	60	7.40	98	± 102	P	1.7	16.4	0.566 +	7.9	77	2,23	21,8	16.0	A2			×
E 3	14.42	51	751	8700	2.24	73	7.95	115	± 115	P	2.5	21.7	0,634 +	7.9	69	2,38	20,7		—			×
E 4	14.42	51	751	9500	2.24	30	6.30	64	± 68	P.S	1.0	14.7	0.441 +	7.9	116	1,78	26,2		+A12,13,3	Schaal 1:12.5		×
E 5	15.40	66	814	9500	1.78	40	6.30	79	± 74	S	1.4	19.0	0,540 o	4.9	66	1,54	20,8	18.7	A5			×
E 6	15.40	66	814	9250	1.78	60	7.80	124	± 100	S	2.5	25.0	0.600 o	4.9	49	1,90	19,6	20.3	A6	Plaats breker ?(op spanning)		×
E 7	15.40	66	814	9000	1.78	84	8.70	151	± 112	P	3.1	27.6	0,750 o	4.9	44	2,09	18,6	19.3	A7			×
E 8	15.40	66	814	8750	1.78	106	8.90	157	± 126	P	3.5	27.8	0,841 o	4.9	39	2,12	16,8					×
E 8h	15.40	66	814	8750	1.78	108	8.80	154	± 131	P	3.3	25.2	0,825 o	4.9	37	2,11	16,1			herhaling		×
F 5	15.40	66	841	9500	1.79	40	6.20	76	± 75	P	1.4	18.6	0534 Δ	5.0	67	1,53	20,2	19.6	B5	E5	×	
F 6	15.40	66	841	9250	1.79	58	7.20	106	± 87	P	2.2	25.3	0.666 Δ	5.0	57	1,77	20,4	17 9	B6	E6	×	
F 8	15.40	66	841	9175	1.79	67	7.60	118	± 98	P	2.5	25.5	0684 Δ	5.0	51	1,88	19,2	18.9	B8		×	
F 9	15.40	66	841	9375	1.79	50	7.00	100	± 82	P	2.0	24.5	0.609 Δ	5.0	61	1,74	21,2	15.7	B9	Schaal 1:12.5	×	
F 10	14.42	51	754	9360	2.35	40	7.10	88	± 85	P	1.6	18.8	0470 ▲	8.3	98	2,12	25,0	13.8	B10	A10	×	
F 11	14.42	51	754	9150	2.35	50	7.80	109	± 95	P	2.1	22.1	0526 •	8.3	87	2,36	24,9	20.0	B11	A11	×	
F 12	14.42	51	754	9430	2.35	33	7.00	85	± 82	P	1.4	17.1	0402 •	8.3	101	2,09	25,5	14.3	B12	A12	×	
F 13	14.42	51	754	9500	2.35	26	6.80	79	± 75	P	1.1	14.9	0347 •	8.3	111	2,02	27,0	13.0	B13	A13	×	
G 5	15.40	131	736	9000	2.52	80	6.45	148	± 142	P	2.3	16.2	0563 □	10.0	70	3,00	21,1	18.0	C5	(F5)	×	
G 6	15.40	131	736	8450	2.52	120	8.20	201	± 178	P	3.6	20.1	0765 □	10.0	56	3,48	19,5	20.9	C6	(F6)	×	
G 14	15.40	131	736	9250	2.52	60	5.65	138	± 124	P	1.6	12.9	0403 □	10.0	81	2,91	23,5	14.1	C14		×	
G 15	15.40	131	736	9370	2.52	50	5.20	123	± 89	P	2.2	24.7	0562 □	10.0	112	2,74	30,8	19.4	C15		×	
G 16	15.40	131	707	9200	3.00	45	5.30	123	± 98	PS	1.8	18.2	0,457 ×	14.0	143	3,26	33,2	18.6	C16	Schaal 1:6.25	×	
G 17	15.40	131	707	9300	3.00	40	5.10	123	± 90	S	1.7	18.9	0444 ×	14.0	156	3,26	36,1	26.4	C17		×	
G 18	15.40	131	816	9300	1.80	60	5.10	123	± 89	S	1.4	15.8	0674 ▨	5.1	57	1,93	21,8	21.2	C18		×	
G 19	15.40	131	816	9400	1.80	50	4.80	123	± 85	S	1.5	17.6	0502 ▨	5.1	60	1,93	22,8	20.2	C19		×	
G 20	15.40	131	816	9350	1.80	55	4.80	123	± 88	S	1.4	15.9	0625 ▨	5.1	58	1,93	22,0	18.0	C20		×	