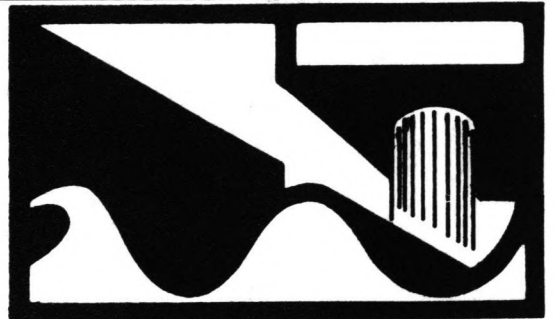


714

De theoretische onderbouwing van de kustconstante s_y met behulp van de Crostran conceptie

September 1987

C.P.T. van de Kerk



TU Delft

Technische Universiteit Delft

Faculteit der Civiele Techniek
Vakgroep Waterbouwkunde
Sectie Kustwaterbouwkunde

De theoretische onderbouwing van
de kustconstante s_y
met behulp van de Crostran conceptie

Door : C.P.T. van de Kerk

De theoretische onderbouwing van
de kustconstante s_y
met behulp van de Crostran conceptie

Delft, september 1987

Studie in het kader van het
afstuderen aan de
Technische Universiteit Delft

Door : C.P.T. van de Kerk
Begeleider : ir.W.T. Bakker
Hoogleraar : Prof.dr.ir. E.W. Bijker

- Voorwoord

In het kader van het afstuderen heb ik een studie kunnen maken van zandtransportmodellen voor de beschrijving van dwarstransport van zand bij een kust. Met dit verslag wordt wat mijn inbreng betreft dit onderzoek afgesloten. Binnen het onderzoeksprogramma van Rijkswaterstaat zal er t.z.t. voor follow-up gezorgd kunnen worden.

Aan het eind gekomen van mijn studie, wil ik allereerst mijn begeleider ir.W.T. Bakker heel hartelijk danken voor zijn onvermoeibare inzet en steun, om het project, ondanks grote tijdsdruk, tot een goed einde te brengen. Daarnaast wil ik M.J.F. Stive bedanken voor zijn aanwijzingen hoe enkele onderdelen uit het model Crostran berekend moeten worden. Ik wil ook graag de collega's studentenassistenten bedanken voor het goede onderlinge contact dat we konden hebben.

Naast deze studie op het gebied van de kustwaterbouwkunde is een deelonderzoek gemaakt op het gebied van de filosofie. Het onderwerp van deze studie is "De toepassing van modellen in wetenschap en techniek". Er is een toespitsing van dit onderzoek gemaakt op het Civiel-Technische gedeelte van het afstuderen.

Het is mijn wens, dat het huidige verslag een kleine bijdrage zal leveren aan het onderzoeksprogramma van Rijkswaterstaat en het W.L.

ONDERZOEK NAAR DE THEORETISCHE ONDERBOUWING VAN DE KUSTCONSTANTE SY
MET BEHULP VAN DE CROSTRAN-CONCEPTIE

INHOUDSOPGAVE

- Inhoudsopgave
- Voorwoord
- Samenvatting

Hoofdstuk 1: INLEIDING OP HET ONDERZOEK	1
1.1 Context en probleembeschrijving	1
1.2 Doelstelling en aanpak van het onderzoek	2
Hoofdstuk 2: KENNISMAKING: EMPIRISCHE VERGELIJKING CROSTRAN EN 2-LIJNENMODEL	4
2.1 Inleiding	4
2.2 Doel en beschrijving van het onderzoek	4
2.3 Beschrijving Crostran	4
2.4 Beschrijving 2-lijnenmodel	7
2.5 Testprofiel en beginvoorwaarden	12
2.6 Resultaten	12
2.7 Voorlopige conclusies en aanbevelingen	18
Hoofdstuk 3: HUIDIGE KENNIS VAN DE KUSTCONSTANTE SY	20
3.1 De introductie en berekening van sy door Swart	20
3.2 De methode Brüning	21
3.3 De methode Swain	22
Hoofdstuk 4: DE EVENWICHTSHELLING VOLGENS DE CROSTRAN-CONCEPTIE	24
4.1 Inleiding	24
4.2 Golfvoortplantings- en dissipatiemodel	27
4.2.1 Inleiding	27
4.2.2 Battjes-Janssen model	28
4.2.3 Model Battjes (proefschrift)	29
4.2.4 Aangepast model Battjes (proefschrift)	32
4.3 De gemiddelde retourstroom of 'undertow'	35
4.3.1 Inleiding op het fenomeen	35
4.3.2 Een model voor brekende golven	38
4.3.3 Een benadering voor niet-brekende golven	43
4.4 De evenwichtshelling	45
4.5 Resultaten en vergelijking met Bailard	49
Hoofdstuk 5: BEREKENING CONSTANTE SY UIT DE EVENWICHTSHELLING	55
5.1 Aanpak en aannamen	55
Hoofdstuk 6: CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN	58
- Literatuurlijst	59
- Symbolenlijst	61
Appendices A,B,C,D,E,F.	
Bijlage 1,2.	

-SAMENVATTING

Bij het berekenen van het gedrag van zandsuppleties wordt vaak gebruik gemaakt van de relatief eenvoudige 2-lijn theorie, opgesteld door Bakker en uitgebreid door Swart. In deze theorie wordt het gedrag van het zandtransport in de tijd geschematiseerd m.b.v. de constante s_y . Deze constante wordt op dit moment bepaald m.b.v. een veelheid van empirische uitdrukkingen. In het afstudeeronderzoek is gepoogd deze constante s_y een theoretische onderbouwing te geven. Hiervoor is de theorie gebruikt van het model Crostran, opgesteld door Stive, Wind en de Vriend. In dit model wordt, uitgaande van de transportformule van Bailard, na berekening van het stroombeeld voor een kust, het tijdsge-middeld dwarstransport van zand berekend.

In het afstudeeronderzoek is allereerst een empirische vergelijking van beide modellen gemaakt, door een modeltest van Swart na te rekenen met Crostran. Daarna is het evenwichtsprofiel berekend als functie van de golfsteilheid en een dimensieloze valsnelheid van het sediment. Het blijkt, dat de retourstroom langs de bodem, die veroorzaakt wordt door het breken van golven, een zeer belangrijke rol speelt. De golven op diep water brengen sediment naar de kust toe, de brekende golven veroorzaken een transport van de kust af. Bij de brandingsrug treedt er een evenwicht op van deze twee invloeden met het transport door de zwaartekracht. Het berekenen van het evenwichtsprofiel landwaarts van de top van de buitenste brandingsrug vergt nog nader onderzoek.

Hierna is een formulering opgesteld, waaruit de tijdconstante T_0 berekend kan worden. In deze formulering wordt gebruik gemaakt van het transport, dat optreedt bij een kleine afwijking van het evenwichtsprofiel. De grootte van dit transport geeft een indicatie van de tijd, die nodig is om het evenwichtsprofiel te vormen. Met deze formulering is een aanzet gegeven voor de bepaling van de constante s_y m.b.v. een modellering van het golfbeeld.

Hoofdstuk 1: INLEIDING OP HET ONDERZOEK

1.1 : Context en probleembesrijving

Bij het plaatsje Ter Heijde, tussen Den Haag en Hoek van Holland, is de sterkte van de primaire waterkering, de duinenrij, een punt van zorg. In 1986 is een begin gemaakt met de versterking van deze duinenrij met als uiteindelijk doel een hoeveelheid zand gewonnen uit zee bovenop het duin aan te brengen. Het zeezand bevat veel zout, dat door regenwater kan uitspoelen, en in het grondwater van het achter de duinen gelegen tuinbouwgebied kan komen. Om dit te voorkomen is het zeezand eerst een periode vóór de duinenrij op het strand gelegd, om daar uit te spoelen. Daarna zal het zand op de duinenrij worden gebracht. De duinen kunnen ook versterkt worden, door het strand voor de duinenrij op te hogen. Een eenvoudige manier is simpel het spuiten van zand op het strand. Hiermee wordt het strand voor recreatieve doeleinden tijdelijk ongeschikt.

Als een alternatieve methode is voorgesteld op ondiep water een zanddam te construeren, met de verwachting, dat door golfbeweging het zand naar de kust toe zal worden getransporteerd. Er is een ontwerp gemaakt voor een dam parallel aan de kust, met een horizontale kruin op het niveau van N.A.P. -3 m. en een helling aan de zeezijde van 1 : 20. Dit plan is een onderdeel van een uitgebreider experiment, waarin voorzien is in een grote dam op diep water van N.A.P.-10 m. tot N.A.P.-3 m. Een groot voordeel van deze wijze van verstevigen van de duinenrij is, dat het zand eenvoudig in zee gestort kan worden, zonder werktuigen op het strand om het zand daar te verplaatsen. Daarnaast wordt zo een natuurlijker aangroei van de kust verkregen, vergeleken met dumping van zand op het strand. Het strand blijft zo aantrekkelijk voor de recreatie.

Een grote onbekende in het hele experiment is het gedrag van de zanddammen: welk percentage van het zand wat aangebracht wordt komt op de kust terecht, en welk percentage verdwijnt naar diep water? Aan de Technische Universiteit Delft, vakgroep Kustwaterbouwkunde hebben Bakker en Delver (1986) onderzoek verricht naar het gedrag van deze zanddammen m.b.v. de 2-lijn theorie voor kustlijnontwikkeling, waarin de invloed van langs- en dwarstransport in rekening is gebracht. Het blijkt, dat het dwarstransport in het onderhavige geval een zeer belangrijke rol speelt. In de 2-lijn theorie voor dwarstransport, opgesteld door Bakker (1968), en uitgebreid door Swart (1974), wordt het kustprofiel geschematiseerd m.b.v. 2 kenmerkende lijnen. De afstand tussen deze 2 lijnen is een maat voor de helling van het profiel. Het dwarstransport dat op een bepaalde plaats op zal treden wordt gelijk gesteld aan het verschil tussen de huidige afstand en de evenwichtsafstand tussen deze 2 lijnen, vermenigvuldigd met een evenredigheidsconstante s_y . Deze constante is een maat voor het verloop van het transport in de tijd. Uit de constante s_y en de plaats in het profiel kan een tijdconstante T_0 berekend worden. Deze tijdconstante wordt gebruikt om het verloop van de schematiserende lijnen in de tijd te beschrijven. We merken op, dat de constante s_y alleen is afgeleid voor eroderende profielen. Bij een zeer lange duur van gelijke omstandigheden zal het sedimenttransport 0 worden, en is het evenwichtprofiel bereikt.

Om m.b.v. de 2-lijn theorie het transport te kunnen berekenen is het nodig, dat deze constante s_y voor een bepaalde plaats langs de kust, en voor een bepaalde plaats in het kustprofiel bekend

is, of berekend kan worden uit het golfbeeld en de sedimenteigenschappen. Swart heeft bij zijn uitbreiding van het concept van Bakker veel aandacht besteed aan de bepaling van de constanten benodigd om het dwarstransport te berekenen. Hij heeft, gebaseerd op vele model- en prototypemetingen, empirische relaties opgesteld, waaruit de constante s_y en het verloop van s_y over de hoogte van het kustprofiel wordt berekend. Uit deze metingen blijkt, dat de tijdconstante T_0 eveneens over de hoogte van het profiel varieert, maar geleidelijker, dan de constante s_y . De empirische relaties geven echter weinig inzicht in de afhankelijkheid van s_y van de verschillende onderdelen van het fysische proces. De methode-Swart is een soort "black box" waar golfhoogtes en sedimenteigenschappen ingestopt worden, en waar een s_y uitrolt.

In 1986 is door Stive van het Waterloopkundig Laboratorium "De Voorst" (Stive, 1986) een nieuw model voor de berekening van dwarstransport in een kustprofiel gepresenteerd. Er wordt gebruik gemaakt van een model voor de berekening van de golfdissipatie en de retourstroom bij de bodem. Deze modellering van het stroombeeld wordt verbonden met de zandtransportformule van Bailard. Hiermee is een model verkregen, dat daadwerkelijk de ontwikkeling in de tijd van kustprofielen kan simuleren. Resultaten van berekeningen zijn zeer bemoedigend.

De berekening van de constante s_y is voor alle toepassingen van de 2-lijn theorie een terugkerend probleem. Bakker en Delver (1986) hebben daarom voorgesteld "de relatie te onderzoeken tussen de constante s_y voor eroderende profielen en het Bailard-concept, zoals dat in het model Crostran wordt gebruikt". Het onderhavige onderzoek gaat in op deze aanbeveling, en is dus te beschouwen als een vervolg op het onderzoek naar het gedrag van de zanddammen. We zoeken een theoretische onderbouwing van de constante s_y m.b.v. de modellering van de fysische verschijnselen van het dwarstransport, zoals deze in het model Crostran zijn samengevoegd. Uit de constante s_y en de plaats in het profiel kan de tijdconstante T_0 worden berekend.

Met de constante s_y kan m.b.v. het 2-lijnen model op relatief eenvoudige wijze voorspellingen gemaakt worden van dwarstransportverschijnselen. Hiermee is de reden gegeven voor de interesse van Rijkswaterstaat om dit onderzoek te stimuleren. Het gaat uiteindelijk om praktische methodes om dwarstransport te berekenen.

1.2 Doelstelling en aanpak van het onderzoek

We kunnen het doel van het onderzoek als volgt formuleren:

1. Het bepalen van de constante s_y waarmee het transport, berekend volgens Crostran, naar 0 nadert, en het kustprofiel naar een evenwicht toegaat.
2. Het bepalen van de relatie tussen de parameters voor de golven en het sediment, en de tijdschaal T_0 .

We beperken het onderzoeksgebied door uit te gaan van de zandtransportformule van Bailard zoals deze gepresenteerd is in 1981. Recente onderzoekingen aan de T.U.D. (J.C. de Waal, 1987) hebben

uitgewezen, dat er vraagtekens geplaatst kunnen worden bij de geldigheid van deze zandtransportformule. Desalnietemin, Bailard is uitgangspunt.

Het onderzoek heeft bestaan uit de volgende onderdelen:

Allereerst is, als kennismaking met de materie, een empirische vergelijking gemaakt tussen het model Crostran en het 2-lijnen model. Hiertoe is een lange-duur test, die Swart heeft gebruikt voor de onderbouwing van zijn theorie, gesimuleerd, nagerekend m.b.v. het model Crostran. De resultaten van deze berekening zijn geanalyseerd op dezelfde manier, zoals Swart de resultaten van modeltesten heeft geanalyseerd. Hiermee wordt inzicht verkregen in de specifieke toepassingsmogelijkheden van beide modellen.

Hierna is het hoofdonderzoek opgevat. Ten eerste is er een berekening gemaakt van het evenwichtsprofiel volgens de Crostran conceptie. Hiervoor zijn de bouwstenen van het model Crostran (golfdissipatiemodel, retourstroombelasting, transportformule) zodanig geschreven, dat uiteindelijk de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ berekend kan worden als expliciete functie van de golfsteilheid, de dimensieloze valsnelheid van de sedimentdeeltjes en het golfgetal maal de diepte.

Met behulp van dit evenwichtsprofiel wordt een dimensieloze uitdrukking berekend voor het transport, dat optreedt bij kleine afwijkingen van het evenwichtsprofiel. Dit transport wordt berekend in een speciaal gekozen punt in het kustprofiel. Het transport kan als een maat gezien worden voor de tijdconstante T_0 . Om het onderzoek te vereenvoudigen wordt er de aanname gedaan, dat deze tijdconstante voor het hele profiel geldt.

In het vervolg van dit onderzoeksverslag komen de hiergenoemde delen van het onderzoek achtereenvolgens aan de orde. In hoofdstuk 2 staat het verslag van het kennismakingsonderzoek. In dit hoofdstuk staan ook de beschrijvingen van Crostran en het 2-lijnen model. In hoofdstuk 3 wordt, als een soort intermezzo, nader ingegaan op de huidige kennis omtrent de waarde van s_y . Eerst wordt kort de introductie en berekening van s_y door Swart behandeld. Ten tweede komen in dit hoofdstuk enkele huidige berekeningsmethoden voor s_y en T_0 aan de orde. In hoofdstuk 4 wordt de behandeling gegeven van de berekening van het evenwichtsprofiel. Na de resultaten van de berekening volgt in dit hoofdstuk een vergelijking met eerdere berekeningen van de evenwichtshelling m.b.v. de formule van Bailard. In hoofdstuk 5 komt de bepaling van s_y aan de orde. Er zal worden ingegaan op de aanpak van de berekening en op de aannamen, die nodig zijn, om deze berekening te doen. Na de resultaten wordt in hoofdstuk 6 het onderzoek afgesloten met conclusies en aanbevelingen.

Naast dit onderzoek op het gebied van de Kustwaterbouwkunde is in het kader van het afstuderen een filosofisch deelonderzoek gemaakt naar de toepassing van modellen in wetenschap en techniek. In de toespitsing van dit onderzoek op de studie van de dwarstransportmodellen wordt nadruk gelegd op het karakter van de aannamen die aan de constante s_y ten grondslag liggen. Een van de conclusies in hoofdstuk 6 zal gebaseerd zijn op overwegingen uit deze deelstudie.

Hiermee wordt de inleiding afgesloten. In hoofdstuk 2 volgt de nadere kennismaking met de materie van het dwarstransport.

2.1 Inleiding

Na een omschrijving van het doel en de aanpak van het onderzoek zal een korte beschrijving worden gegeven van het model Crostran. De hoofdlijnen van het model komen daarin aan de orde. Het 2-lijnenmodel wordt in de daaropvolgende paragraaf toegelicht, evenals de analysetechniek die bij het berekenen van constanten gebruikt wordt. Het profiel en de beginvoorwaarden die gebruikt zijn in de berekening m.b.v. Crostran worden daarna behandeld. Vervolgens komen de resultaten van deze berekening met een korte toelichting. Tot slot volgen enkele voorlopige conclusies en aanbevelingen.

2.2 Doel en beschrijving van het onderzoek

Het doel van het onderzoek dat in deze kennismakings-fase is uitgevoerd is het empirisch relateren van de kenmerkende parameters van het model Crostran en het 2-lijnenmodel. Hiertoe wordt met behulp van Crostran een ontwikkeling in de tijd van een profiel berekend. Uit deze ontwikkeling kunnen m.b.v. de analysetechniek die ten grondslag ligt aan het 2-lijnenmodel, constanten bepaald worden, die een kwantitatieve indicatie geven van het evenwichtsprofiel, dat Crostran berekent. Deze constanten worden vergeleken met de waarden die uit metingen volgen. Eerst volgt nu een beschrijving van het model Crostran.

2.3 Beschrijving Crostran

In de nu volgende beschrijving van het model Crostran zal aandacht worden gegeven aan de basisprincipes, die aan dit model ten grondslag liggen. De fysische achtergrond van het model zal uitgebreid worden besproken in hoofdstuk 4 e.v. van dit rapport. Voor een uitgebreide beschrijving van Crostran zelf wordt verwezen naar de literatuur. (M.J.F. Stive, 1986).

Uit waarnemingen van sedimenttransport onder invloed van onregelmatige golven op een 2-dimensionaal kustprofiel volgt, dat zandtransport op bevredigende wijze kan worden beschreven door aan te nemen, dat het transport veroorzaakt wordt door de tijdsgemiddelde stroom langs de bodem richting zee, voornamelijk veroorzaakt door het breken van golven. Daarnaast treedt ook transport op door de asymetrie van de golfbeweging. Deze mechanismen zorgen respectievelijk voor off-, en onshore transport van zand. Door deze mechanismen te modelleren, en te voorzien van een geschikte transport formule kan men een beschrijving van het zandtransport verkrijgen.

Een simpele methode om een transportformule te verkrijgen is om te veronderstellen, dat het momentane transport q evenredig is met een macht van het plaatselijk optredende snelheidsverschil tussen het zandbed en de vloeistof buiten de grenslaag. In formulevorm:

$$q(t) = A u(t) |u(t)|^n \quad \text{waarin} \quad (2.1)$$

$u(t) = u_0 \cos \omega t +$ hogere harmonische termen, met
 $u_0 =$ de orbitaalsnelheid net buiten de grenslaag en
 $\omega =$ de hoekfrequentie.

Bailard(1981) heeft dit principe uitgewerkt en toepasbaar gemaakt voor golfcondities. Hij maakte onderscheid tussen bodemtransport in de schuifspanningslaag en suspensietransport in een laag daar vlak boven van enkele centimeters dikte. Tevens heeft hij de invloed van de bodemhelling verwerkt. Hij geeft als formulering voor het tijdsgemiddelde dwarstransport, uitgedrukt in het "immersed weight" van de sedimentdeeltjes (2.2):

$$\langle i \rangle = \langle i_b \rangle + \langle i_s \rangle = \rho c_f \epsilon_b / \tan \Phi [\langle |u|^2 u \rangle - (\tan \beta / \tan \Phi) \langle |u|^3 \rangle] + \rho c_f (\epsilon_s / W) [\langle |u|^3 u \rangle - (\epsilon_s / W) \tan \beta \langle |u|^5 \rangle] \quad (2.2)$$

Met $u = \underline{u} + \bar{u}$ met $\underline{u} =$ de tijdsgemiddelde stroming bij de bodem, $\bar{u} =$ de veranderlijke component van de snelheid, $\langle i \rangle =$ het totale tijdsgemiddelde "immersed weight" dwarstransport in een kustprofiel (samengesteld uit bodemtransport $\langle i_b \rangle$, en suspensietransport $\langle i_s \rangle$) (eenheid: kg/s^3),
 $\rho =$ dichtheid van water,
 $c_f =$ wrijvingscoëfficiënt gelijk aan $1/2 f_w$, met f_w gedefinieerd volgens Swart (1974),
 $\Phi =$ interne wrijvingshoek van het sediment,
 $\tan \beta =$ helling van het talud,
 $W =$ valsnelheid van sedimentdeeltje in water,
 ϵ_b en $\epsilon_s =$ efficiëntiefactoren, die aangeven hoeveel golfenergie ten goede komt aan resp. bodem-, en suspensietransport.

Het tijdsgemiddelde volumetransport $\langle q \rangle$ (eenheid: m^3/sm) is hieruit te berekenen met

$$\langle q \rangle = \langle i \rangle / ((\rho_s - \rho)g(1-n)) \quad (2.3)$$

$\rho_s =$ dichtheid van sediment, $n =$ poriegehalte,
 $g =$ valversnelling.

Om de tijdsgemiddelde stroming \underline{u} te bepalen wordt aangenomen, dat deze veroorzaakt wordt door gradienten in de radiation stress, en door het massatransport naar de kust van golfkammen die overslaan bij breking. In een model van De Vriend en Stive (De Vriend en Stive, 1987a) wordt een kwantitatieve analyse gegeven van dit mechanisme. In het model wordt onderscheid gemaakt tussen het geval met brekende en niet-brekende golven. Stive en Battjes (1984) hebben aangetoond, dat bevredigende resultaten worden verkregen, voor situaties met onregelmatige golven, door de invloed van beide modellen te vermenigvuldigen met de fractie van brekende en niet-brekende golven, en vervolgens deze twee bijdragen te sommeren. Met behulp van een golfdissipatiemodel kan deze fractie van brekende golven berekend worden. Met deze methode is \underline{u} te berekenen.

De veranderlijke component van de snelheid (\bar{u}) kan opgebouwd worden gedacht uit een enkele sinusvormige golf met hoekfrequentie

ω en hogere harmonischen (vgl. 2.4)

$$\eta = u_1 \cos \omega t + u_2 \cos 2\omega t + \text{hogere harmonischen} \quad (2.4)$$

met $u_1 > u_2$.

Door dit resultaat in (2.2) te substitueren ontstaat een vergelijking met verschillende machten van \underline{u} en η . Deze termen met de verschillende machten worden bepaald door voor η de lineaire golftheorie te gebruiken. Echter, enkele termen zijn 0 voor symmetrische periodieke golven. In de brandingszone zullen vnl. asymmetrische golven optreden. Om een redelijke benadering van deze termen te geven is gekozen voor een beschrijving van de golven volgens een tweede orde benadering naar Stokes. In fig. 2.1 is een stroomdiagram gegeven van de berekeningen die in Crostran worden gebruikt.

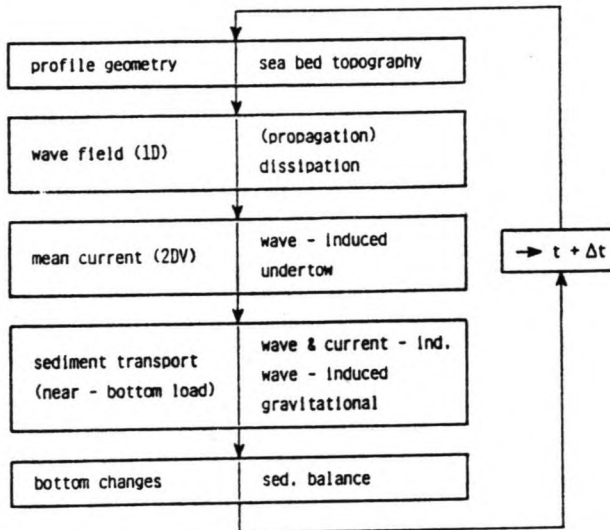


fig. 2.1 Stroomdiagram Crostran.

Met de resultaten van bovengenoemde modelleringen van het stroombeeld is nu het plaatselijk tijdsgemiddelde dwarstransport te berekenen volgens vgl. 2.2. Uit het plaatselijk dwarstransport kan een nieuwe bodemligging worden berekend. Hierna kan opnieuw het golfbeeld worden bepaald, met daaruit volgend het stroombeeld en het transport. Op deze manier kan de ontwikkeling in de tijd gesimuleerd worden.

In het numerieke rekenschema dat gebruikt wordt in Crostran is het nodig, dat er een randvoorwaarde wordt gegeven op de waterlijn. In eerste instantie wordt bij toepassingen van Crostran gekozen voor $\langle q \rangle = 0$, d.w.z. boven de waterlijn is het tijdsgemiddelde transport 0. Voor de berekening van het transport en de diepteligging van de bodem wordt gebruik gemaakt van discrete punten, T_n voor het transport en D_n voor de diepte, zoals in fig. 2.2 is aangegeven. Deze punten hebben een vaste horizontale coördinaat, terwijl de verticale coördinaat varieert. Hierin is T_n het eerste droge transportpunt, en D_n het eerste droge dieptepunt. De randvoorwaarde $\langle q \rangle = 0$ houdt in, dat er in punt T_n transport optreedt slechts dan, wanneer T_n onder de waterlijn ligt. Het dieptepunt D_{n-1} moet nu zeer ver zakken

voordat er in punt T_n transport zal optreden. Er zal hierdoor een steil talud ontstaan. (Zie de gestippelde lijn in de figuur.)

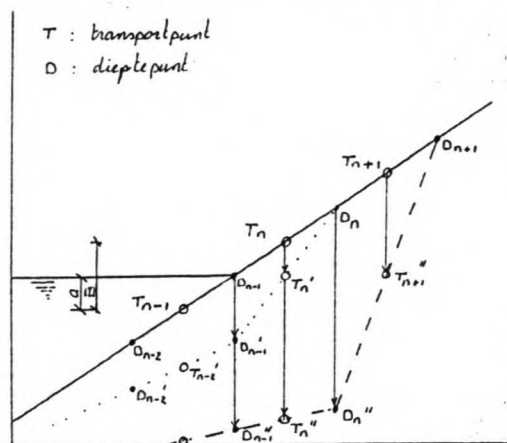


fig.2.2 : rekenschema Crostran

Bij verder afkalven van het talud wordt het profiel nog steiler. (Zie de gestreepte lijn in de figuur.) Dit probleem is onderkend, en de randvoorwaarde $\langle q \rangle = 0$ is door Roelvink (Waterloopkundig Laboratorium "De Voorst") aangepast tot

$$S_n = S_{n-1} a/b \quad (2.5)$$

met:

S_{n-1} = transport in laatste natte transportpunt T_{n-1}

S_n = transport in eerste droge transportpunt T_n

a = verticale afstand punt T_{n-1} tot de waterlijn

b = verticale afstand punt T_{n-1} en T_n .

Deze randvoorwaarde houdt in, dat het transport in het eerste droge transportpunt met een weegfactor verbonden wordt met het transport in het laatste natte transportpunt.

In de bespreking van de resultaten wordt nog teruggekomen op de gevolgen voor de berekening van deze randvoorwaarde. We zullen nu eerst aandacht geven aan het 2-lijnenmodel.

2.4 Het 2-lijnenmodel

In het 2-lijnenmodel, ontwikkeld door Bakker en uitgebreid door Swart, wordt een kustprofiel, het z.g.n. D-profiel geschematiseerd tot 2 horizontale stroken, het onshore-, en het offshore-profiel, die gekenmerkt worden door lijnen die op een afstand van respectievelijk L_1 en L_2 van een gekozen referentiepunt liggen (zie fig.2.3). Deze lijnen worden zodanig gekozen, dat het volume zand in de gearceerde gebieden gelijk is (zie fig.2.3). De hoogte van de scheiding tussen de twee horizontale lagen kan in principe vrij gekozen worden. In de oorspronkelijke presentatie van zijn model kiest Bakker (1968) hiervoor het niveau van de kop van het strandhoofd, waarvan hij de invloed op de kust berekent. Swart (1974) maakt de hoogteligging van het scheidingsvlak variabel. De hoogte van de boven-, en onderbegrenzing van het D-profiel worden bepaald m.b.v. de golfcondities en de sedimenteigenschap-

pen. Het talud aan de boven-, en onderzijde van het D-profiel wordt eveneens met een horizontale lijn geschematiseerd, resp.

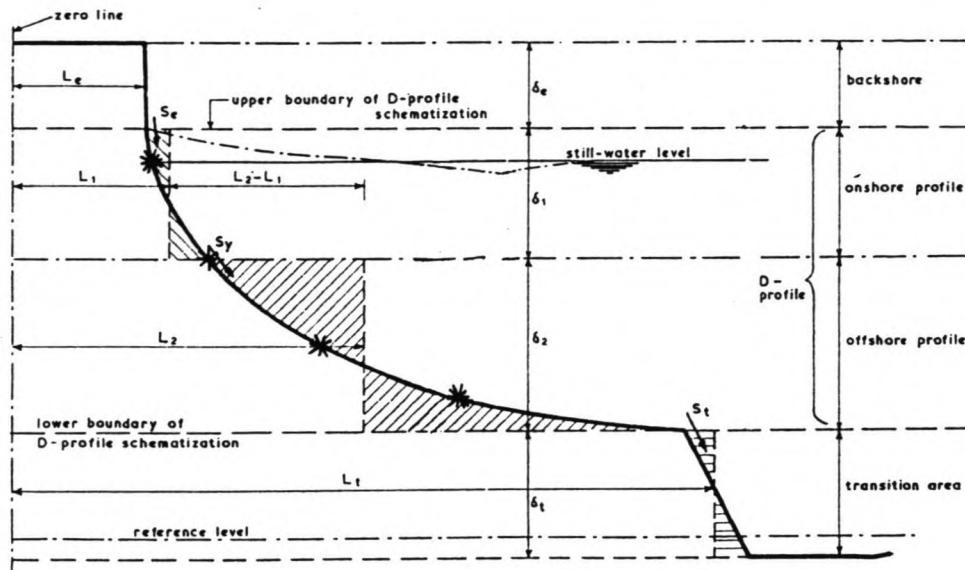


fig.2.3 : schematisatie kustprofiel

L_e en L_t . Met behulp van deze lijnen kunnen de randvoorwaarden voor het D-profiel S_e en S_t , aan resp de boven-, en onderzijde (zie fig.2.3), bepaald worden.

Deze schematisatie wordt gebruikt om een eenvoudige uitdrukking voor het sedimenttransport S_y op het grensvlak van de twee horizontale lagen te bepalen. In navolging van Bakker (1968) deed Swart (1974) de aanname, dat bij gegeven golfcondities en sedimenteigenschappen er een evenwichtsprofiel zal ontstaan, gekenmerkt door een transport in het hele profiel gelijk aan 0. Als tweede aanname werd gesteld, dat het zandtransport rechtevenredig is met het verschil tussen de huidige helling van het profiel en de evenwichtshelling. Gebruikmakend van de schematisatie uit fig.2.3 is dit in formulevorm:

$$S_y = s_y(W_y - (L_2 - L_1)) \quad (2.6)$$

met

W_y = evenwichtsafstand tussen $L_2 - L_1$ in m.

$(L_2 - L_1)$ = huidige afstand tussen $L_2 - L_1$ in m.

s_y = evenredigheidsconstante voor het D-profiel in m. per jaar

S_y = zandtransport in m^3 per jaar per m kustprofiel.

Het zandtransport S_y in het D-profiel is afhankelijk van de randvoorwaarden die aan de boven-, en onderkant van het D-profiel opgelegd worden. Om deze randvoorwaarden te kunnen berekenen heeft Swart de volgende aannames moeten doen:

1. De geschematiseerde lengtes L_e en L_t tenderen naar een evenwichtswaarde bij gelijkblijvende golfcondities en sedimenteigenschappen.
2. Het transport S_e en S_t neemt exponentieel af in de tijd. M.b.v. deze aannamen heeft hij de volgende uitdrukkingen

voor het transport afgeleid:

$$S_e = s_e W_e \exp(-s_e t / \delta_e) \quad (2.7)$$

$$S_t = s_t W_t \exp(-s_t t / \delta_t) \quad (2.8)$$

met

$W_e = L_{e,t=0} - L_{e,t=\infty}$, maat voor de afwijking van de evenwichtsligging, met
 $L_{e,t=0}$ = lengte L_e op tijdstip 0, en
 $L_{e,t=\infty}$ = evenwichtslengte L_e ,
 s_e = evenredigheidsconstante voor de backshore, maat voor de snelheid van aanpassing van de backshore aan de golfcondities,
 δ_e = hoogte van de backshore (zie fig.2.3),
 t = tijd,
 S_e = zandtransport aan de bovengrens van het D-profiel in m^3 per jaar per m kustprofiel.

De variabelen met index t hebben dezelfde betekenis, maar gelden voor de onderrandvoorwaarde van het D-profiel. (zie fig.2.3).

Wanneer voor gegeven golfcondities de waarden van W_e , s_e , W_t , s_t bekend zijn, kunnen de randvoorwaarden S_e en S_t berekend worden. Hiermee kan bij gegeven waarden van s_y en W_y het dwarstransport S_y berekend worden m.b.v. (2.6). Door de scheiding tussen het onshore en offshore profiel anders te kiezen, zie fig.2.3, kan op een andere plaats in het profiel het dwarstransport berekend worden.

Om de waarden van W_e , s_e , W_t en s_t , en W_y en s_y als functie van de plaats in het profiel te bepalen heeft Swart theoretische uitdrukkingen afgeleid voor de geschematiseerde lengtes L_e en L_t als functie van de tijd, en voor het verschil tussen L_2 en L_1 als functie van de plaats in het D-profiel, en de tijd. Voor L_e is deze uitdrukking (2.9):

$$L_e(t)_{\text{theor.}} = L_{e,t=\infty} + W_e \exp(-t/T_e) \quad (2.9)$$

met $T_e = \delta_e / s_e$.

T_e is een constante die aangeeft hoe snel de bovenrandvoorwaarde $L_e(t)$ de evenwichtsligging $L_{e,t=\infty}$ bereikt.

Voor L_t is er een soortgelijke uitdrukking met tijdconstante T_t . De theoretische formule voor $L_2 - L_1$ heeft een uitdrukking van de vorm (2.10):

$$(L_2 - L_1)(t)_{\text{theor.}} = W_y - A e^{(-t/T_0)} - B e^{(-t/T_e)} - C e^{(-t/T_t)} \quad (2.10)$$

met:

$$T_0 = \delta_1 \delta_2 / (s_y (\delta_1 + \delta_2)),$$

δ_1 = hoogte onshore profiel (fig.2.3),

δ_2 = hoogte offshore profiel (fig.2.3),

A, B, C = constanten afhankelijk van s_e , s_t , s_y en de plaats in het profiel. Het transport in het D-profiel is dus via $L_2 - L_1$ afhankelijk van de eigen evenwichtsligging en de boven-, en onderrandvoorwaarde. Elk proces heeft daarin zijn eigen tijdconstante resp.

T_0 , T_e en T_t . In de bespreking van de resultaten wordt op deze tijdconstanten teruggekomen.

Door deze theoretische waarden te vergelijken met waarden verkregen door metingen kunnen m.b.v. de methode der kleinste kwadra-

ten W_e , s_e , etc bepaald worden, zodat

$$\begin{aligned} (L_e(t)_{\text{theor.}} - L_e(t)_{\text{met.}})^2 &\text{ is minimaal,} \\ (L_t(t)_{\text{theor.}} - L_t(t)_{\text{met.}})^2 &\text{ is minimaal,} \\ ((L_2-L_1)(t)_{\text{theor.}} - (L_2-L_1)(t)_{\text{met.}})^2 &\text{ is minimaal.} \end{aligned} \quad (2.11)$$

In appendix A worden $L(t)_{\text{met}}$ en deze berekeningsmethode toegelicht.

Swart heeft zijn theorie geverifieerd m.b.v. vele model-, en prototypemetingen. De resultaten van modeltest 7301 B heeft Swart gebruikt om bovengenoemde methode om de constanten W_y en s_y te bepalen te illustreren. Het beginprofiel van deze test is weergegeven in fig.2.4.

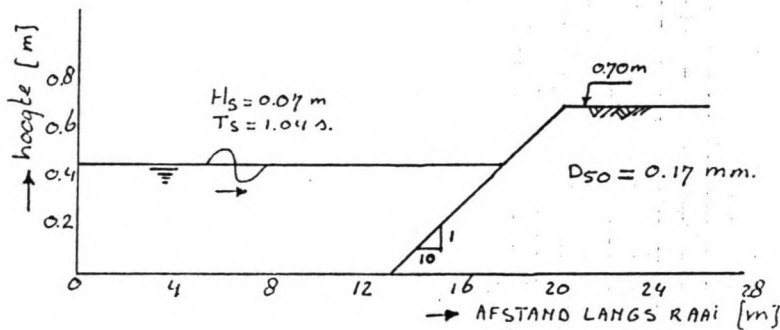
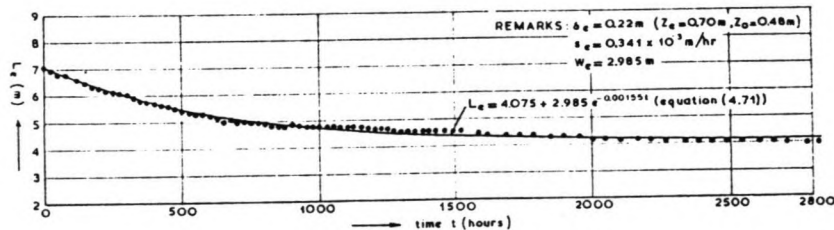
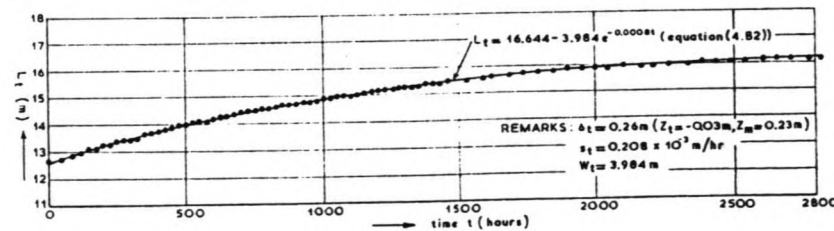


fig.2.4 : beginprofiel test 7301B

In fig.2.5 wordt in 2 figuren de ontwikkeling in de tijd weergegeven van de randvoorwaarden L_e en L_t . In de figuur zijn ook de theoretische uitdrukkingen voor L_e en L_t met de voor dit geval geldende waarden van W_e en s_e , en W_t en s_t gegeven.



TIME-VARIATION OF L_e



TIME-VARIATION OF L_t

fig.2.5 : Ontwikkeling in de tijd van de randvoorwaarden L_e en L_t

In fig. 2.6 wordt in 4 figuren de ontwikkeling in de tijd weer-gegeven voor de variatie in de tijd van $L_2 - L_1$, berekend en geme-ten op 4 verschillende niveaus in het D-profiel, gekenmerkt door verschillende hoogtes δ_1 van het onshore-profiel, en hoogtes δ_2 van het offshore-profiel. Een kleine waarde van δ_1 duidt een plaats in de bovenzijde van het D-profiel aan. In fig.2.3 is de verdeling van deze 4 niveaus over het D-profiel aangegeven met sterren (*) op het snijpunt van niveau en profiel. In figuur 2.6 is duidelijk te zien dat de theorie van het 2-lijnenmodel een heel redelijke benadering geeft van de ontwik-ling in de tijd van het D-profiel.

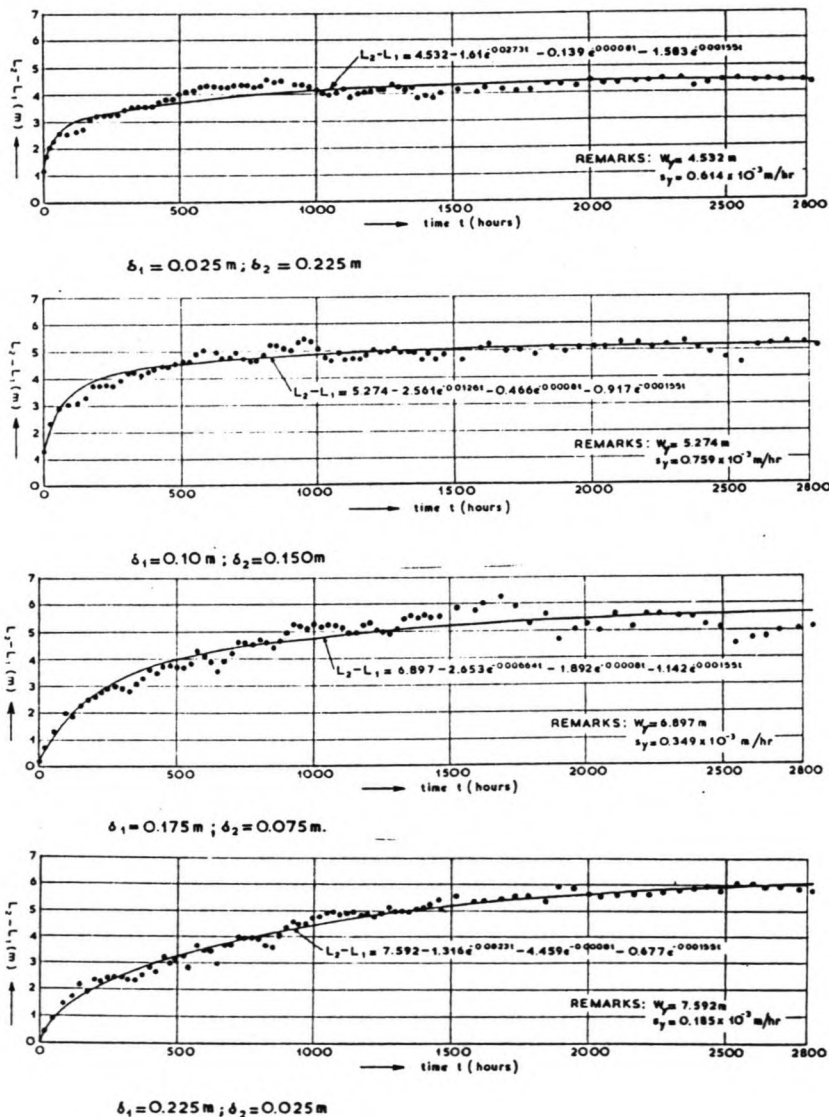


fig.2.6 : Ontwikking in de tijd van $L_2 - L_1$

Om Crostran te vergelijken met het 2-lijnenmodel is een berekening gemaakt van het profiel van test 7301 B. In de volgende paragraaf wordt aangegeven waarin de beginvoorwaarden voor het model Crostran van die van de modeltest verschillen, en welke waarden gekozen

zijn, om toch een zo goed mogelijk vergelijk tussen de modellen te maken.

2.5 Testprofiel en beginvoorwaarden

Teneinde Crostran en het 2-lijnenmodel te vergelijken, werd proef 7301 B van Swart m.b.v. het Crostran rekenmodel gesimuleerd. Het beginprofiel voor de berekening met Crostran is gelijk aan dat van fig.2.4. De golfcondities moesten echter anders worden ingevoerd. Swart heeft voor zijn modeltesten gebruik gemaakt van monochromatische golven met een kenmerkende golfhoogte H_s . Het model Crostran is ontwikkeld om sedimenttransport door onregelmatige golven te kunnen berekenen. Bij gebruik van een monochromatische golf treedt er instabiel gedrag op. Dit is gevolg van het feit, dat een monochromatische golf geacht wordt op slechts een plaats in het profiel te breken onder invloed van het brekingscriterium $H_s < yh$, met y de brekingsindex, en h de waterdiepte. Op die plaats treedt dan een groot sedimenttransport op, terwijl in de vlakbij gelegen punten geen transport optreedt. Deze grote fluctuaties kan het numerieke rekenschema van het model Crostran niet afvlakken.

Als alternatief hiervoor is gekozen voor een golfveld met onregelmatige golven, gekarakteriseerd door een $H_{rms} = 0.07m.$, die dezelfde waarde heeft, als de monochromatische golf in de test van Swart. De golfperiode $T = 1.04$ s. is hetzelfde, als in de test van Swart. In Appendix B wordt op de theoretische achtergrond ingegaan.

Ook met deze voorwaarde treden er nog instabiliteiten op. Het sedimenttransport treedt slechts zeer plaatselijk bij de waterlijn op. Vanwege het voor kusten uitzonderlijk steile beginprofiel (helling 1 : 10) breken de golven voornamelijk vlak bij de waterlijn. Er treedt op die plaats dan veel transport op, terwijl in het overige deel van het profiel er niet veel transport optreedt. Deze grote verschillen in transport geven instabiliteiten in de berekening van de bodem. Door kunstmatig een waterstandsvariatie van ± 2 cm. per tijdsstap op te leggen worden de instabiliteiten wat afgevlakt. Er zijn nu zinnige resultaten mee te berekenen. Deze waterstandsvariatie maakt een vergelijk met de modeltest van Swart goed mogelijk. Bij het gebruik van monochromatische golven in modeltesten treden reflectie en resonantieverschijnselen op. Zoals Swart vermeldt heeft dit ook geleid tot een altemnerende opstuwung, en verlaging van de waterspiegel.

De ontwikkeling van het profiel is berekend voor de duur van 160 dagen.

De resultaten van de berekening van dit profiel met Crostran worden in de volgende paragraaf gegeven.

2.6 Resultaten

In fig.2.7 is een presentatie van de ontwikkeling in de tijd van het beginprofiel gegeven. Horizontaal staat de afstand uitgezet, verticaal de hoogte, en op de as die naar de lezer toekomt is de tijd uitgezet met intervallen van 16 dagen.

Kenmerkend voor deze berekende ontwikkeling is:

1. Er treden plaatselijk instabiliteiten op.
2. Bij de waterlijn creëert een zeer steil talud op. Op $t = 160$ dagen is er een helling van 1 : 1.
3. De uiteindelijke vorm van het profiel (evenwichtsprofiel ?!) bij de waterlijn is zeer snel bereikt, na ongeveer 10 dagen. Het zand, dat boven de waterlijn wordt geerodeerd wordt naar de teen van het talud getransporteerd. De vorm van het profiel blijft echter ongewijzigd. Dit is goed te zien in fig.2.8 waar de berekende bodemprofielen en het gemeten profiel van Swart worden vergeleken.

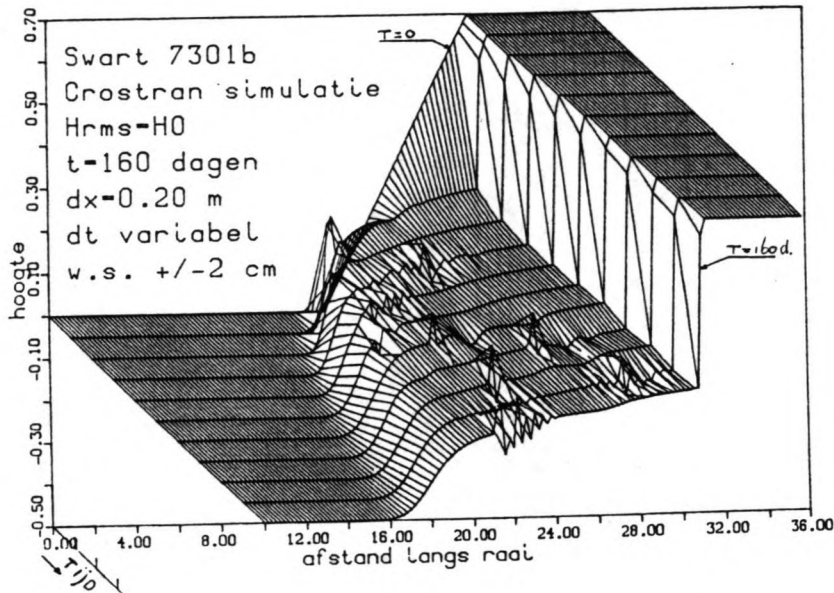


fig.2.7 : Ontwikkeling in de tijd van testprofiel

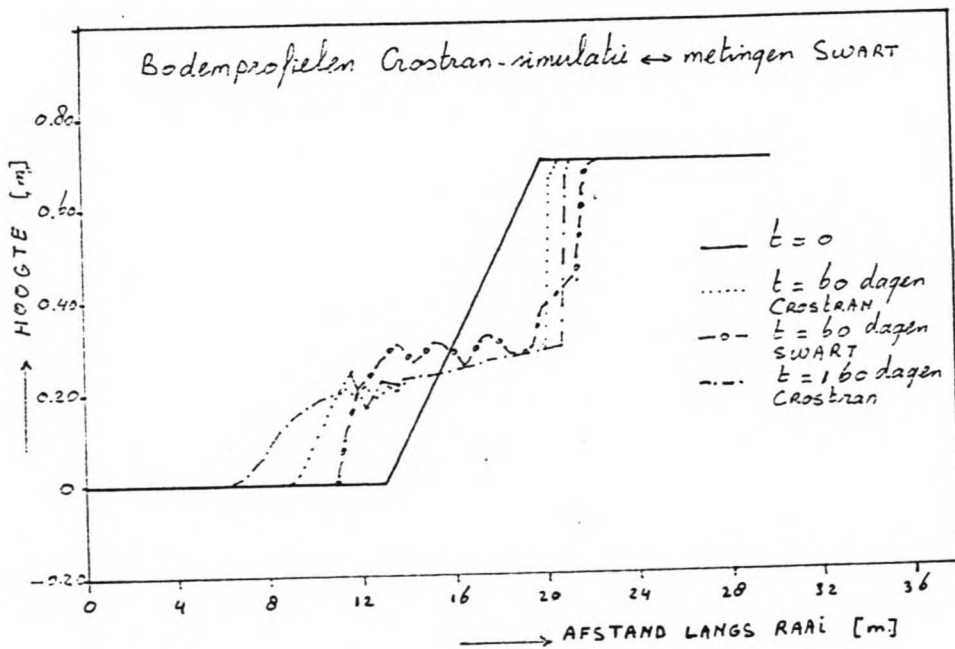


fig.2.8 : Vergelijking bodemprofielen

Door de analysetechniek van het 2-lijnenmodel op deze berekening toe te passen wordt dit profiel geschematiseerd m.b.v. de kenmerkende lengtes L_e , L_t , en L_2 en L_1 , op dezelfde manier zoals in fig.2.3 is aangegeven. Uit de ontwikkeling in de tijd van deze lengtes kunnen dan constanten W_e , s_e , etc worden bepaald. In fig.2.9 is het verloop in de tijd weergegeven van de geschematiseerde lengte L_e van de backshore (zie fig.2.3). Uit het verloop in de tijd van de door Crostran berekende waarden van L_e worden de constanten W_e en s_e bepaald, die kenmerkend zijn voor de theoretische uitdrukking voor L_e . Deze theoretische uitdrukking is in de figuur aangegeven, evenals de waarden van W_e en s_e . De hoogte van de backshore δ_e heeft een waarde 0.22 m. Tevens zijn in deze figuur de meetwaarden van Swart opgenomen (met .+., vergelijk met fig.2.5).

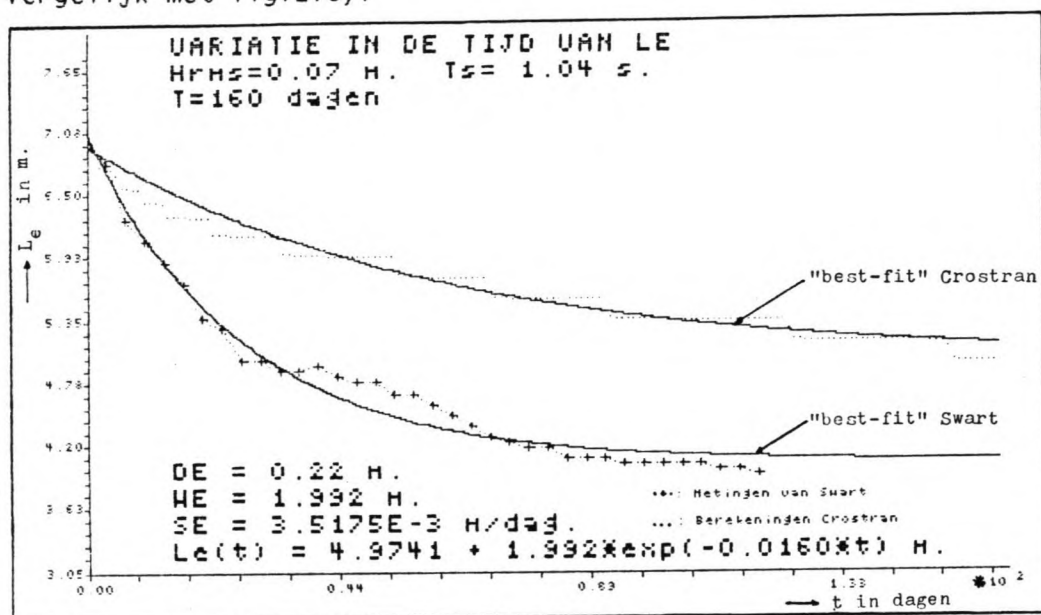


fig.2.9 : Ontwikkeling in de tijd van L_e

Enige opvallende kenmerken zijn:

1. De meetwaarden van L_e vertonen een trapsgewijze structuur. Dit is het gevolg van de numerieke vormgeving van de randvoorwaarde bij de waterlijn in het model Crostran. Wanneer een berekeningspunt voor het transport onder de waterlijn komt (zie fig.2.2) neemt het transport sterk toe: het profiel kalft plotseling af, de lengte L_e zal in een zeer korte tijd sterk afnemen.
 2. De tijdconstante T_e is gelijk aan $1 / 0.0160 \times 24$ uur = 1500 uur. Swart berekent hier echter $T_e = 645$ uur, m.a.w. de aanpassing in de tijd van de backshore aan de golfcondities gaat ruim 2 keer zo langzaam.
- Hieruit kan geconcludeerd worden, dat Crostran een kleiner transport S_e aan de bovengrens van het profiel berekent, dan uit meetwaardes volgt: het profiel kalft minder snel af. Het transport neemt wel exponentieel af in de tijd, zoals uit de 2-lijntheorie volgt. De numerieke vormgeving van de randvoorwaarde blijkt een grote invloed te hebben op het transport S_e .
- Figuur 2.10 geeft de resultaten voor de ontwikkeling in de tijd van L_t . Deze resultaten zijn vergelijkbaar met die van fig.2.5.

Het verschil in de waarde van L_t op $t=0$ tussen de metingen

van Swart, en de waarden van Crostran is te verklaren uit een afwijkende keuze van transition area. In de analyse van Crostran wordt gebruikt gemaakt van $\delta_t = 0.23$ m., Swart gebruikt $\delta_t = 0.26$ m. Hierdoor zijn de m.b.v. Crostran berekende en de door Swart gemeten waarden van L_t niet strikt te vergelijken.

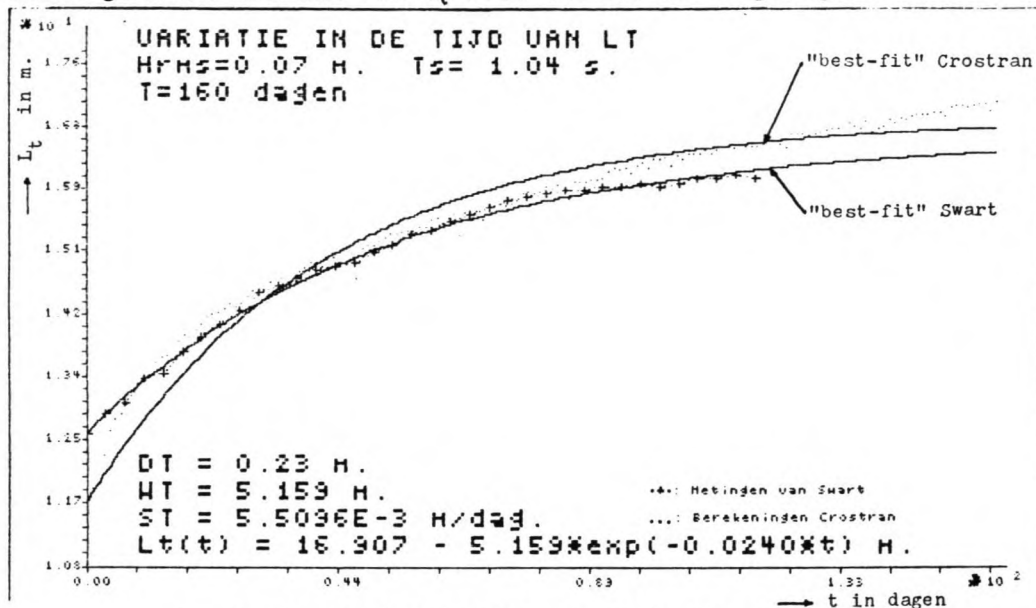


fig.2.10 : Ontwikkeling in de tijd van L_t

Hierbij kan opgemerkt worden:

1. s_t is 10 % groter dan uit de metingen van Swart volgt, m.a.w. er wordt 10 % meer zand per tijdseenheid vanuit het D-profiel naar de transition area getransporteerd dan uit de metingen volgt. Uit s_t kan de tijdconstante T_t bepaald worden: $T_t = 1000$ uur, terwijl Swart hier uit metingen berekent $T_t = 1250$ uur. Hieruit blijkt ook, dat Crostran een groter transport S_t als onderrandvoorwaarde berekent

2. L_t is groter, m.a.w. in het evenwichtsprofiel van Crostran is de lengte van de transition area (fig.2.3) groter dan uit de metingen van Swart volgt.

3. Uit de punten berekend met Crostran blijkt, dat de evenwichtsligging van L_t groter zal zijn, dan berekend is m.b.v. de kleinste kwadraten methode. Na $t = +/- 75$ dagen neemt L_t lineair toe in de tijd i.p.v. te naderen tot een evenwichtswaarde. Hieruit kan geconcludeerd worden, dat het transport aan de ondergrens van het D-profiel berekend met Crostran, in eerste instantie redelijk de 2-lijntheorie volgt: het transport neemt exponentieel af in de tijd, zoals in een van de aannamen van Swart is gesteld. Het evenwichtsprofiel van Crostran zal t.o.v. dat van de metingen vooral hierin verschillen, dat de lengte van de transition area beduidend groter is.

In de figuren 2.11, 2.12, 2.13, en 2.14 wordt de ontwikkeling in de tijd van $L_2 - L_1$ weergegeven zoals deze berekend is voor 4 niveaus in het D-profiel. Deze niveaus worden aangeduid met de hoogtes δ_1 en δ_2 van het onshore-, en offshore-profiel (zie fig.2.3).

In de figuren zijn tevens de meetwaarden van Swart uit fig.2.6 gegeven (met .+.).

Enige kenmerkende punten zijn:

1. De trapsgewijze structuur van de meetwaarden, die bij de ontwikkeling in de tijd van L_t reeds was opgemerkt, treedt ook hier

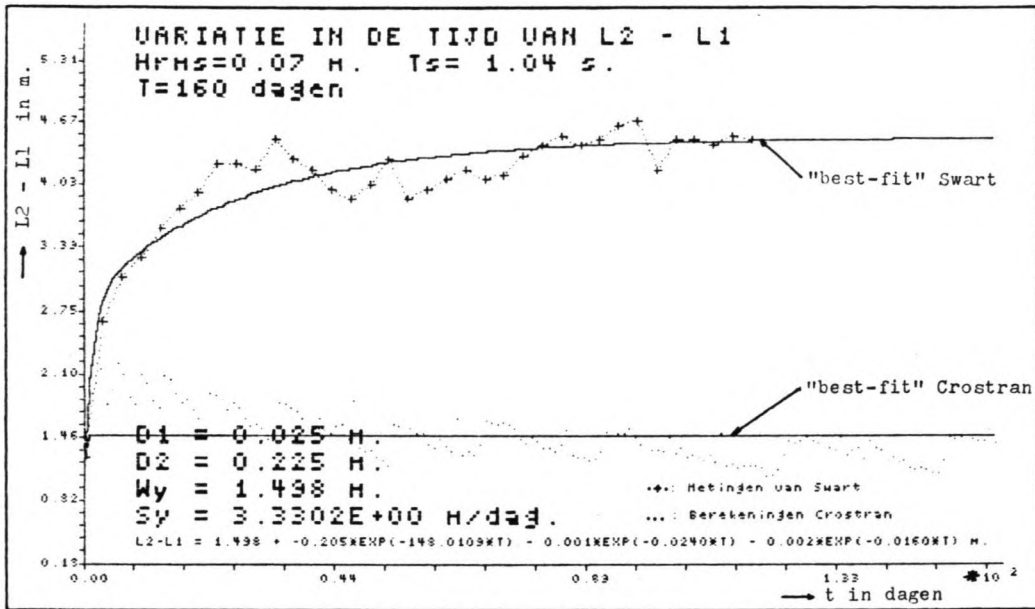


fig.2.11 : Ontwikkeling in de tijd van L2 - L1 voor $\delta_1 = 0.025$ m. $\delta_2 = 0.225$ m. (vergl.fig.2.6)

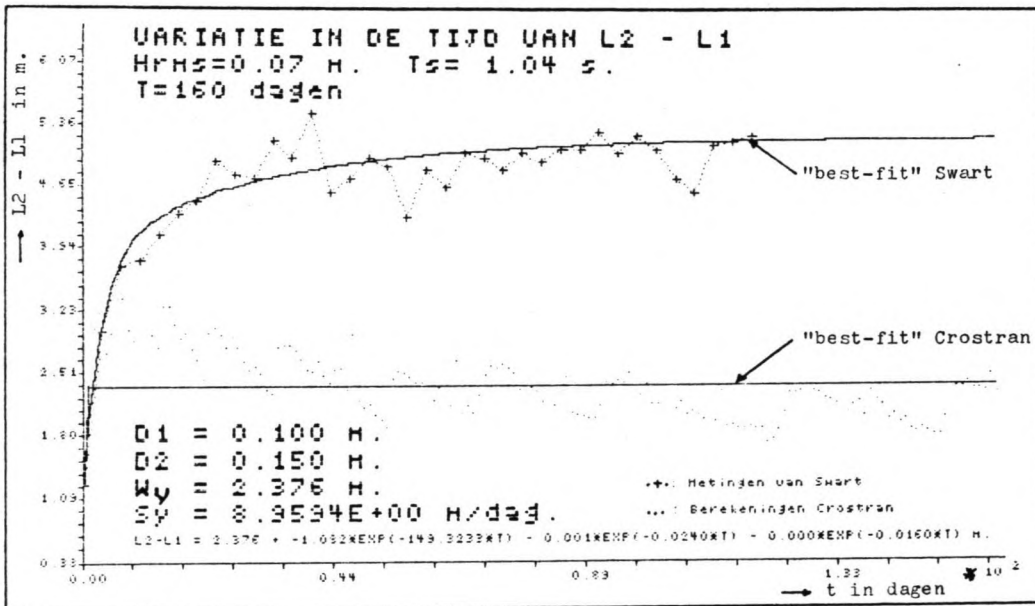


fig. 2.12 : Ontwikkeling in de tijd van L2 - L1 voor $\delta_1 = 0.100$ m. $\delta_2 = 0.150$ m. (vergl.fig.2.6)

op. Dicht bij de bovengrens van het D-profiel, n.l. bij kleine waarden van δ_1 ($\delta_1 = 0.025$ of 0.1 m.), is deze structuur duidelijk waarneembaar. De invloed van de bovengrandvoorwaarde is hier het grootst. Een gevolg hiervan is een sterk fluctuerend verloop van L2 - L1 rond de evenwichtswaarde. Bij grote waarden van δ_1 ($\delta_1 = 0.175$ of 0.225 m.) is de invloed duidelijk minder.

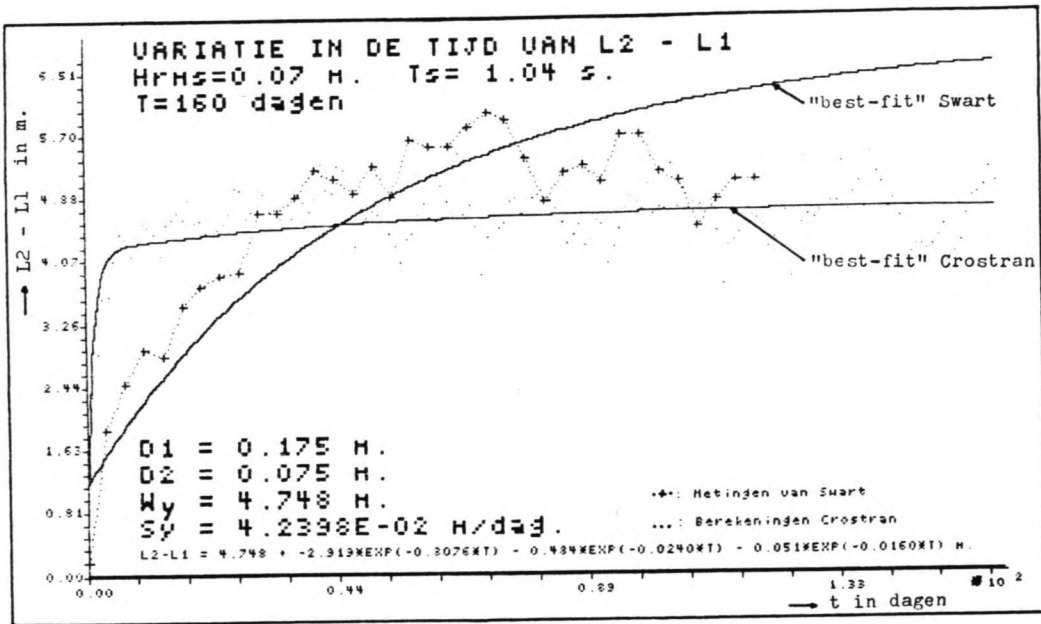


fig. 2.13 : Ontwikkeling in de tijd van L2 - L1 voor $\delta_1 = 0.175$ m. $\delta_2 = 0.075$ m. (vergl.fig.2.6)

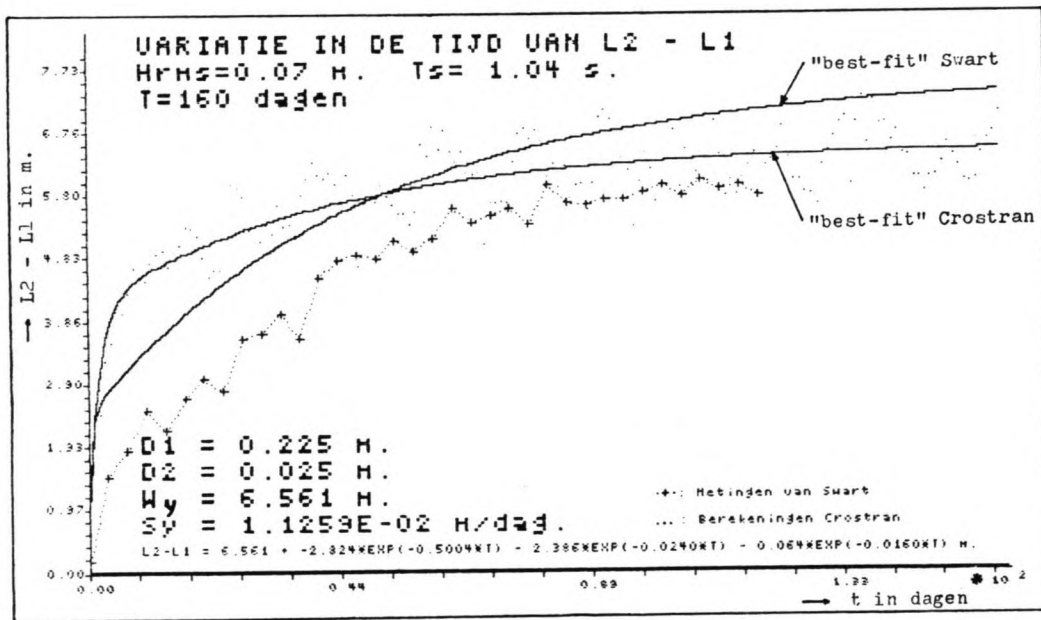


fig.2.14 : Ontwikkeling in de tijd van L2 - L1 voor $\delta_1 = 0.225$ m. $\delta_2 = 0.025$ m. (vergl.fig.2.6)

2. Zoals in par.2.4 al is opgemerkt is het transport in het D-profiel te beschrijven met (2.10):

$$(L2-L1)(t)_{theor.} = W_y - A e^{(-t/T_0)} - B e^{(-t/T_1)} - C e^{(-t/T_2)} \quad (2.10)$$

De tijdconstante T_0 is kenmerkend voor de snelheid van aanpassing aan de evenwichtsligging van het D-profiel. Een waarde $T_0 = 100$ uur geeft aan, dat op $t=100$ uur de term $A e^{(-t/T_0)}$ is afgenomen met 63 % t.o.v. tijdstip $t=0$. In fig.2.15 wordt een beeld gegeven van het verloop van deze tijdconstante over de hoogte van het D-profiel. De waarden van Crostran zijn aangegeven met (x), de

waarden die Swart uit metingen heeft berekend zijn met (o) aangegeven.

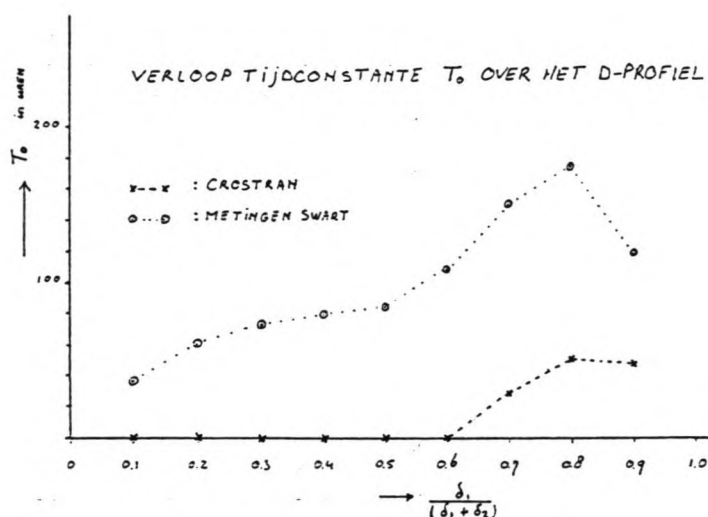


fig.2.15 : Tijdconstante T_0 als functie van plaats in het D-profiel

3. Crostran berekent voor kleine waarden van δ_1 (fig.2.11 en 2.12) een sterk afwijkende ontwikkeling van het profiel t.o.v. de door Swart gemeten ontwikkeling van het profiel. De constante s_y die desondanks uit de ontwikkeling volgens Crostran is berekend heeft geen directe fysische betekenis meer. Er vindt een bij benadering instantane aanpassing van het profiel aan de golfconditie plaats. De tijdschaal van dit proces, als er al van een tijdschaal gesproken kan worden, is moeilijk te vergelijken, met die van de metingen van Swart. De evenwichtswaarde W_y is een factor 3.5 kleiner, dan uit de metingen volgt: het profiel is steiler.

4. Crostran berekent voor grote waarden van δ_1 (fig.2.13 en 2.14) een ontwikkeling van het profiel, die vergelijkbaar is met de ontwikkeling die uit de metingen van Swart blijkt. De constante s_y heeft een waarde die ongeveer 3 keer groter is dan de waarde die Swart heeft berekend. De veranderingen voltrekken zich 3 keer zo snel (fig.2.15). De waarde van W_y is kleiner, dan uit de metingen volgt: het evenwichtspfiel dat Crostran berekent is steiler, dan uit de metingen volgt.

5. De "best-fit"-curve die Swart in zijn proefschrift geeft voor $\delta_1 = 0.175$ en 0.225 (fig.2.13 en 2.14) blijkt niet te kloppen met zijn eigen meetwaarden. Er moet een fout in zijn proefschrift zijn geslopen.

2.6 Voorlopige conclusies en aanbevelingen

Op basis van de hierboven beschreven resultaten kunnen slechts voorzichtige en beperkte conclusies worden getrokken. In de besproken berekening was sprake van een erosieprofiel. Over het gedrag van Crostran voor een aanzandingsprofiel kan op basis van de resultaten weinig gezegd worden.

1. De randvoorwaarde bij de waterlijn in het model Crostran

resulteert niet in een bevredigende beschrijving van het transport bij de waterlijn van een kustprofiel.

2. Het model Crostran voert in dit geval naar een evenwichtsprofiel. Dit evenwichtsprofiel is steiler dan uit metingen volgt.

3. Het transport, zoals dat door Crostran berekend wordt, kan voor de onderste helft van een kustprofiel m.b.v. de 2-lijntheorie beschreven worden. Voor de bovenste helft, het gedeelte dat dicht bij de waterlijn ligt, gaat deze theorie niet meer op.

4. De tijdschaal van de aanpassingen van het kustprofiel zoals Crostran dat berekend, verloopt over de hoogte van het profiel. Voor het natte kustprofiel dicht bij de waterlijn is de aanpassing aan de golfcondities bijna instantaan. Voor het overige gedeelte van het natte kustprofiel is de aanpassing een factor drie sneller, dan uit metingen volgt. De onderrandvoorwaarde van het natte kustprofiel heeft eenzelfde tijdschaal als uit metingen volgt.

5. De tijdschaal van de aanpassing van de bovenrandvoorwaarde van het natte kustprofiel is afhankelijk van de vormgeving van de randvoorwaarde op de waterlijn in het model Crostran. Een kwalitatieve uitspraak hierover kan pas gedaan worden, wanneer de bovenrandvoorwaarde een fysisch ondersteund karakter krijgt.

Als aanbevelingen voor verder onderzoek zijn te noemen:

1. De randvoorwaarde bij de waterlijn, te gebruiken in het model Crostran, dient een fysisch ondersteund karakter te krijgen. Een duinafslagmodel zou hiervoor gebruikt kunnen worden.

2. Crostran dient toegepast te worden op situaties met een natuurlijk kustprofiel. Bij grote afwijkingen van de evenwichtstoestand treden er instabiliteiten op. Het berekende transport heeft dan geen fysische betekenis meer.

3. Het verband tussen de tijdschaal van het model Crostran en van de processen in de werkelijkheid dient nader onderzocht te worden.

4. Een welkome aanvulling op het 2-lijnenmodel is een afleiding van waarden van de constanten s_y en W_y uit de fysische verschijnselen in het kustprofiel. Als beschrijving van de fysische verschijnselen kan het model Crostran genomen worden. Crostran zal zodanig moeten worden bewerkt, dat er een relatie volgt tussen parameters voor de golven en het sediment, en de constante s_y .

Hoofdstuk 3: HUIDIGE KENNIS VAN DE KUSTCONSTANTE S_y

3.1: De introductie en berekening van s_y door Swart

In het vorige hoofdstuk, par 2.4 is een korte beschrijving gegeven van het 2-lijnen model. Er is daar al kort melding gemaakt van de aannamen die Swart nodig had voor de afleiding van de formulering voor het zandtransport. In de komende paragraaf wordt gezien wat het karakter is van de constante s_y , en welke invloeden in deze constante samengevoegd worden. De bewuste aannamen worden eerst herhaald. Allereerst wordt door Swart (1974), in navolging van Bakker (1968) aangenomen, dat bij gegeven golfcondities er een evenwichtsprofiel zal ontstaan, gekenmerkt door een transport in het hele profiel gelijk aan 0. Als tweede aanname werd gesteld, dat het zandtransport rechtevenredig is met het verschil tussen de huidige helling van het profiel en de evenwichtshelling. In formulevorm levert dit:

$$S_y = s_y(W_y - (L2 - L1)) \quad (1.6) \text{ herh.}$$

met W_y = evenwichtsafstand tussen $L2 - L1$ in m., $(L2 - L1)$ = de huidige afstand tussen $L2 - L1$ in m., s_y = evenredigheidsconstante in m. per jaar, S_y = zandtransport in m^3 per jaar per m. kustprofiel.

De vraag rijst welke elementen van de fysica van het zandtransport in het 2-lijnen model voor dwarstransport een plaats hebben gekregen. Transport van zanddeeltjes kan, zeer globaal, worden beschouwd als het resultaat van krachten die op een zanddeeltje werken. Allereerst is er de kracht van de vloeistof op de sedimentdeeltje. Als tweede is er de invloed van de zwaartekracht. Ten derde is er de invloed van de sedimentdeeltjes op elkaar. Men kan denken aan cohesief bodemmateriaal, of aan de fysische interactie door botsingen. Door het periodiek fluctuerende karakter van de golven is er niet zoiets als een statisch evenwicht van de krachten, maar zal gemiddeld over een golfperiode de invloed van alle krachten een resulterend transport van het deeltje gelijk aan 0 kunnen opleveren. Het zand beweegt dan evenveel heen, als weer terug.

Welke van de hierboven kort aangestipte elementen worden m.b.v. de formulering van Swart gemodelleerd? Alleen de invloed van de zwaartekracht wordt in rekening gebracht m.b.v. het verschil tussen de huidige en de evenwichtshelling. De invloed van de sedimenteigenschappen en de golven worden in de proportionaliteitsconstante s_y opgenomen. Swart geeft zelf als "inhoud" van de constante s_y de volgende uitdrukking:

$$s_y = f_1(H, T, h_0, D_{50}) \quad (3.1)$$

met H = golfhoogte, T = de golfperiode, h_0 = de plaatselijke diepte bij ongestoorde waterspiegel, D_{50} = de gemiddelde diameter van de sedimentdeeltjes. Swart stelt de gezamenlijke invloed van H, T, h en D_{50} constant door s_y constant te nemen. Hiermee worden op een zeer grove manier alle details van het zandtransportproces samengevoegd tot een constante. Dit is een essen-

tieel kenmerk van het 2-lijnen model. Er wordt gewerkt met constanten, die in werkelijkheid waarschijnlijk zullen variëren.

Wanneer met behulp van de Crostran-conceptie de waarde van s_y wordt bepaald, zullen al de bovengenoemde invloeden zich doen gelden. Er wordt als het ware de inhoud bepaald van de "black box" waar Swart alle invloeden in heeft gestopt, die op dat moment niet te modelleren waren in zijn concept van dwarstransportberekening. Er zal een relatie resulteren tussen parameters voor de golven, het sediment etc. en de constante s_y . Wat zich ook zal doen gelden is het karakter van schematisering en constant nemen van invloeden. De uiteindelijk berekende s_y zal altijd een aangenomen constante blijven.

Swart heeft formulering (3.1) uitgewerkt door m.b.v. vele empirisch bepaalde waarden van s_y een theoretische "best-fit"-kromme te bepalen voor s_y als functie van golf- en sedimentparameters, zoals deze in essentie in (3.1) staan. Dit heeft geresulteerd in een serie empirische formules. Voor de specifieke formules wordt verwezen naar de literatuur (Swart, 1974). Hiermee is s_y te berekenen voor verschillende omstandigheden. Veel inzicht geven deze formules niet. Alleen al voor de bepaling van s_y zijn 8 formules nodig, met 28 constanten die m.b.v. "best-fit" zijn bepaald.

In de volgende paragraaf wordt de berekeningsmethode voor s_y , zoals Bröning deze geeft, behandeld.

3.2 De methode Bröning

Voor de bepaling van s_y bij het berekenen van het gedrag van zandsuppleties kan gebruik worden gemaakt van de volgende methode, welke door Bröning is gebruikt voor Sylt, zoals is vastgelegd in de "Manual on artificial beach nourishment" van Rijkswaterstaat en het W.L.. Essentieel voor deze methode is, dat er metingen beschikbaar zijn van de hoeveelheden zand in de suppletie op het strand zelf, en op de vooroever. De berekening gaat uit van de volgende formule:

$$s_y = [-\Delta(O1) h1] / [\Delta(t) (O1 - O2)] \quad (3.2)$$

waarin $\Delta(O1) = O1(t + \Delta(t)) - O1(t)$. Dit is het verschil tussen de aanwezige hoeveelheid gesuppleerd zand op tijdstip $t + \Delta(t)$ en tijdstip t (in m^3).

$h1$ = de hoogte van het strandgedeelte, of anders gezegd een maat voor de scheiding tussen strand en vooroever.

$\Delta(t)$ = tijdstap tussen twee opeenvolgende waarnemingen.

$O1$ = hoeveelheid zand van de suppletie op het strand.

$O2$ = hoeveelheid zand van de suppletie op de vooroever.

Met deze methode heeft Andringa (1987) enkele berekeningen gemaakt voor het geval van een zandsuppletie noordelijk van Zeebrugge. Daarbij is gebruik gemaakt van Nederlandse metingen. Er volgen waarden uit deze metingen waarden van s_y tussen -1.6 en 2.59 m. per jaar. Hij heeft voor zijn berekening van het dwarstransport gekozen voor een waarde van s_y van 2 m. per jaar. Er blijkt

hieruit wel, dat de bepaling van s_y een factor van grote onzekerheid is in het toepassen van de 2-lijn theorie voor dwars-transport.

In de volgende paragraaf wordt een andere benadering gegeven.

3.3 De methode Swain

In paragraaf 2.4 werd voor de tijdconstante T_0 de volgende uitdrukking gebruikt (vermeld bij 2.10):

$$T_0 = \delta_1 \delta_2 / (s_y (\delta_1 + \delta_2)), \quad (3.3)$$

met

δ_1 = hoogte onshore profiel (fig.2.3),

δ_2 = hoogte offshore profiel (fig.2.3).

Het hoogtes δ_1 en δ_2 zijn volgens Swart afhankelijk van de volgende variabelen:

$$\delta_1 = f_2 (H_0, T, D_{50}) \quad (3.4)$$

$$\delta_2 = f_3 (H_0, T, D_{50}) \quad (3.5)$$

Met behulp van (3.1), (3.3), (3.4) en (3.5) wordt voor T_0 de afhankelijkheid van de variabelen geschreven als:

$$T_0 = f_4 (H_0, H, T, h, D_{50}). \quad (3.6)$$

Swain (1986) reduceert bovenstaande uitdrukking tot:

$$1/T_0 = f_5 (H) \quad (3.6)$$

De tijdconstante T_0 is in deze benadering alleen een functie van de golfhoogte. Swain geeft hierbij de volgende grafiek met meetwaarden (fig.3.1):

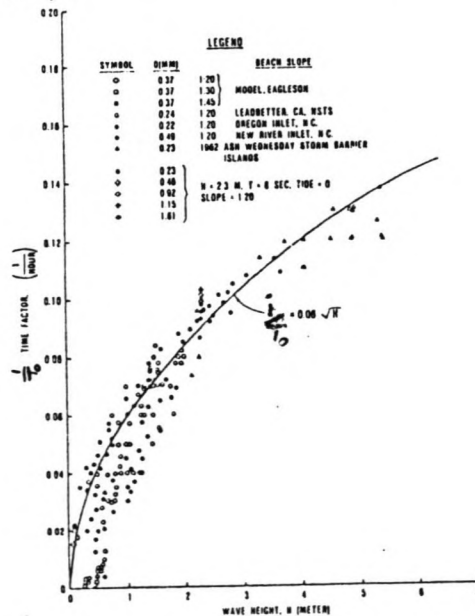


fig.3.1 : Variatie van $1/T_0$ met de golfhoogte H

Uit deze grafiek grafiek volgt, dat de tijdconstante T_0 afneemt bij toenemende golfhoogte. Een afnemende tijdconstante duidt op een snellere aanpassing van het profiel aan de golfomstandigheden. Deze relatie is echter niet algemeen toepasbaar. Een vergelijking van de tijdschaal in model- en prototypesituaties kan niet gemaakt worden met deze grafiek. Er volgt nl. uit, dat de tijdschaal van het zandtransport toeneemt bij een kleinere geometrische schaal van het zandtransportproces. Dit is het tegenovergestelde van wat bij modeltesten geobserveerd wordt. We kunnen concluderen, dat de vereenvoudiging van Swain om T_0 te bepalen een sterke beperking van het toepassingsgebied oplevert.

In het volgende hoofdstuk wordt eerst toegelicht, hoe de tijdconstante T_0 , en daarmee de constante s_y , berekend zal worden m.b.v de evenwichtshelling volgens de Crostran-conceptie. Na de berekening van de evenwichtshelling wordt in hoofdstuk 5 een aanzet gegeven om T_0 te berekenen uit transporten die optreden bij een kleine afwijking van de evenwichtshelling.

Hoofdstuk 4: DE EVENWICHTSHELLING VOLGENS DE CROSTRAN CONCEPTIE

4.1 Inleiding

In deze inleiding zal worden behandeld hoe de constante s_y , of daarmee verbonden de constante T_0 , bepaald kan worden met de Crostran conceptie. In hoofdstuk 5 zal de eigenlijke berekening van s_y aan de orde komen

In een kustprofiel dat in evenwicht is, zal per definitie geen transport optreden. Wordt de helling van het profiel vergroot, door bijvoorbeeld een zandsuppletie van $A \text{ m}^3/\text{m}$ aan te brengen, dan zal er transport optreden, net zolang, totdat er weer een evenwichtsprofiel bereikt is. Dit evenwichtsprofiel zal in de uiteindelijke evenwichtstoestand niet gelijk zijn aan het beginprofiel, maar over een afstandje A/h zijn verschoven. (Anders had het geen zin om de suppletie aan te brengen). Hierin is h de hoogte van het gedeelte van het profiel, dat we beschouwen (zie fig.4.1).

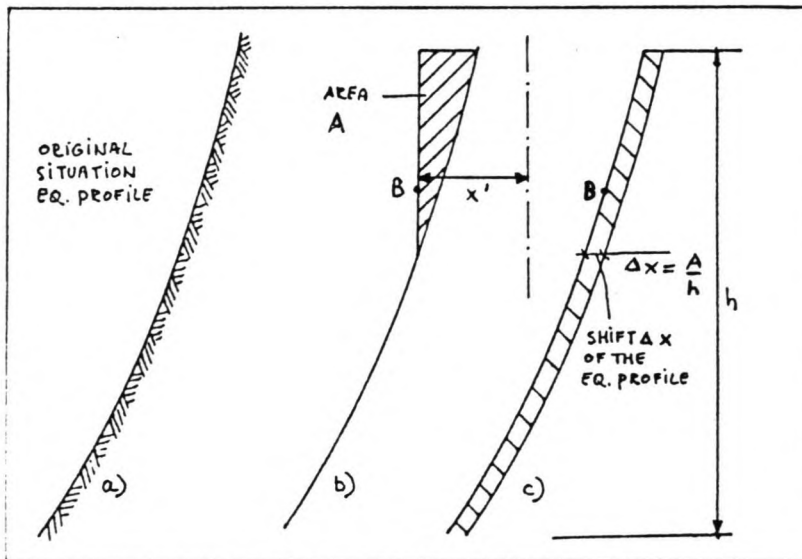


fig.4.1 : Evenwichtsprofiel en verschoven evenwichtsprofiel

In het profiel zal er één punt zijn, dat in de begintoestand (met de suppletie) en de evenwichtstoestand dezelfde horizontale coördinaat zal hebben. Dit punt is in fig.4.1 aangegeven met B. Wanneer met de Crostran-conceptie de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ berekend wordt als functie van de hoogte, de golfsteilheid, en de sedimenteigenschappen, kan een evenwichtsprofiel samengesteld worden. In fig.4.2. is schematisch zo'n evenwichtsprofiel aangegeven. Wanneer de helling van het talud bijvoorbeeld 5 % groter dan de evenwichtshelling wordt genomen, zal er geen evenwicht meer zijn, en zullen er transporten optreden. Deze transporten zullen een nieuwe evenwichtsligging willen bewerkstelligen. In fig.4.2 zijn het evenwichtsprofiel, het 5 % te steile profiel, en het nieuwe evenwichtsprofiel aangegeven.

Boven het punt B is in het 5 % te steile profiel t.o.v. de nieuwe evenwichtshelling een hoeveelheid zand N "te veel". Het transport S_y dat op de plaats B op zal treden is gelijk aan de afname in de tijd van de hoeveelheid zand N boven het punt B, vgl. (4.1):

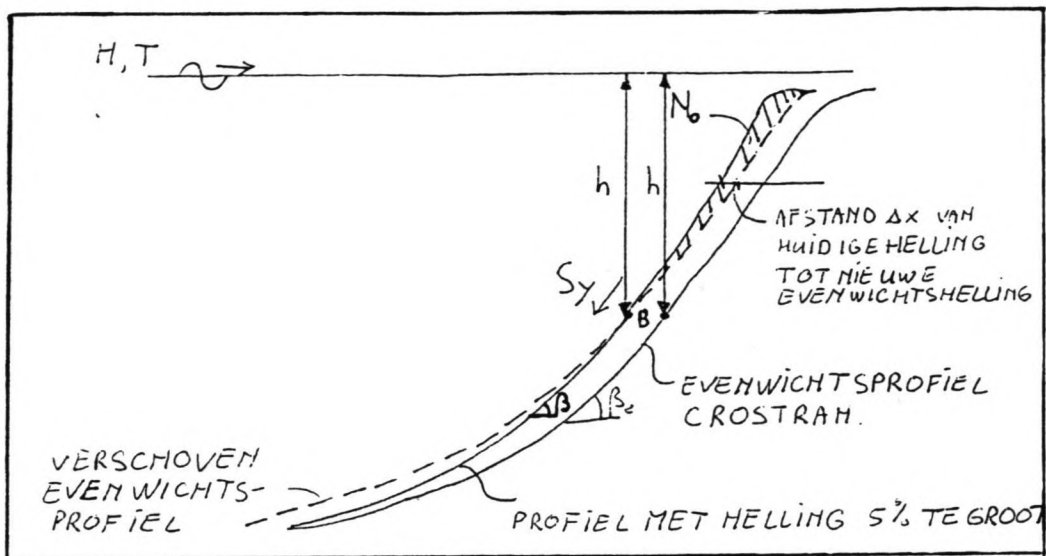


fig.4.2 : schematisatie kustprofiel voor berekening T_0

$$S_y = - \frac{\partial N}{\partial t} \quad (4.1)$$

Volgens de 2-lijn theorie is het transport dat op zal treden evenredig met de afwijking Δx van de huidige helling tot de uiteindelijke evenwichtshelling. Deze afwijking neemt negatief-exponentieel af in de tijd, met een kenmerkende tijdconstante T_0 . Evenzo neemt de hoeveelheid zand N negatief-exponentieel af in de tijd van N_0 op $t=0$ tot 0 in de evenwichtstoestand (Bakker en Delver, 1986).

$$N = N_0 e^{(-t/T_0)} \quad (4.2)$$

Er geldt op dezelfde manier, dat de helling β van een te steil talud negatief-exponentieel afneemt tot β_e in de evenwichtstoestand:

$$\beta = \beta_e (1 - e^{(-t/T_0)}) \quad (4.3)$$

Door (4.1) t/m (4.3) te combineren kan voor het transport S_y de volgende uitdrukking worden bepaald:

$$S_y = \frac{N_0 (\beta_e - \beta)}{T_0 \beta_e} \quad (4.4)$$

Uit deze vergelijking kan de volgende uitdrukking voor de dimensieloze tijdconstante T_0/T worden afgeleid:

$$\frac{T_0}{T} = \frac{k_0^2 N_0 \Delta \beta}{k_0^2 T S_y \beta_e} \quad (4.5)$$

met $\Delta\beta = (\beta_e - \beta)$,

$k_0^2 N_0 =$ het oppervlak N_0 dimensieloos gemaakt m.b.v. het diepwater golfgetal k_0

$k_0 = 2\pi/L_0$,

$L_0 = gT^2/2\pi$

$k_0^2 T S_y =$ dimensieloze uitdrukking voor het transport S_y .

Wanneer de evenwichtshelling $\tan\beta_e$, het hellingsverschil $\Delta\beta$, het transport S_y en de hoeveelheid zand N_0 bekend zijn, kan hieruit bij bekende golfperiode T de tijdconstante T_0 berekend worden. Er wordt aangenomen, dat de tijdconstante die op deze manier wordt berekend, kenmerkend is voor het hele profiel. Deze aanname heeft niet een noodzakelijk karakter. Wel wordt de hoeveelheid rekenwerk hierdoor sterk beperkt. M.b.v. de uitdrukking (3.3) is hiermee de constante s_y als functie van de hoogte in het profiel te bepalen.

In par.3.3 is afgeleid, dat volgens Swart T_0 afhankelijk is van de volgende variabelen.

$$T_0 = f(H_0, H, T, h, D_{50}) \quad (3.6) \text{ herh.}$$

Deze relatie wordt vereenvoudigd door aan te nemen, dat er de volgende relatie bestaat tussen de golfhoogte H_0 op diep water, en de plaatselijke golfhoogte H :

$$H = f(H_0, T, h) \quad (4.6)$$

Door deze aanname wordt de invloed van de horizontale coördinaat x op de golfhoogte in een kustprofiel verwaarloosd. Door deze aanname wordt een extra variabele in (4.7) voorkomen. In de volgende paragraaf zal nader worden ingegaan op de consequenties van deze aanname voor de berekening van het golfbeeld voor een kust.

Met (4.6) is voor (3.6) te schrijven:

$$T_0 = f(H_0, T, h, D_{50}) \quad (4.7)$$

Het is een voornemen de uitdrukking voor de tijdconstante T_0 zo algemeen mogelijk te houden. Daartoe wordt voorgesteld de dimensieloze tijdconstante T_0/T op de volgende manier te schrijven als een functie van dimensieloze variabelen:

$$T_0/T = f(kh, s_0, H/WT) \quad (4.8)$$

met $kh =$ golfgetal maal de diepte, s_0 de diepwater golfsteilheid: de diepwater golfhoogte gedeeld door de diepwater golflengte H_0/L_0 , $H/WT =$ dimensieloze parameter, waarin de invloed van de valsnelheid van een sedimentdeeltje in water is verwerkt.

De voordelen van het schrijven in dimensieloze variabelen zijn:

1. Het aantal variabelen wordt teruggebracht van 4 naar 3.
2. De dimensieloze uitdrukking voor de tijdconstante kan gebruikt worden voor zowel model-, als prototypesituaties. Alle elementen die niet als variabelen zijn opgenomen dienen daarbij voor model- en prototypesituaties gelijk te zijn.

Dit laatste voordeel houdt niet in, dat het probleem van de schaalrelaties is opgeheven. De viscositeit bijvoorbeeld zal voor model- en prototypesituaties een verschillende mate van invloed hebben. Deze verschillen worden niet opgeheven door het dimensieloos schrijven van de relatie voor T_0 .

De parameter H/WT is evenredig met de verhouding van de horizontale snelheid bij de bodem u_b van de vloeistof en de valsnelheid W in verticale richting van het sediment. Immers:

$$\frac{u_b}{W} = \frac{0.5 H 2\pi}{W T \sinh kh} \quad (4.9)$$

De parameter H/WT is groot voor zeer fijn sediment, en klein voor grof sediment. Er is gekozen voor deze parameter, omdat in de literatuur deze parameter veelvuldig gebruikt wordt om de invloed van de valsnelheid van sediment in dimensieloze vorm weer te geven.

In het nu volgende hoofdstuk wordt de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ volgens de Crostran-conceptie bepaald. In logische volgorde komen de bouwstenen voor het model Crostran aan de orde. Deze modellen zullen, evenals de tijdconstante T_0 , in dimensieloze vorm worden geschreven. In dimensieloze vorm wordt (4.6):

$$H/h = f(kh, s_0) \quad (4.10)$$

Allereerst wordt een golfvoortplantings- en dissipatiemodel behandeld, dat de relatie (4.10) berekent. Er zal worden aangegeven welke vereenvoudigingen door deze relatie worden geïntroduceerd, en wat de beperkingen zijn die volgen uit relatie (4.10). Daarna komt een model voor de berekening van de dimensieloze retourstroom \underline{u}/gT aan de orde. In par.4.4 wordt uitgaande van de formule van Bailard een uitdrukking afgeleid voor de evenwichtshelling $\tan \beta_e$. Daarna volgen de resultaten van berekeningen en een vergelijking met eerdere berekeningen van de evenwichtshelling door Bailard.

In hoofdstuk 5 zal worden aangegeven hoe daadwerkelijk de tijdconstante T_0 kan worden berekend volgens het hier geschetste principe.

4.2 Golfvoortplantings- en dissipatiemodel

4.2.1 *Inleiding*

In deze paragraaf zal een model worden afgeleid dat voldoet aan de gewenste betrekking (4.10). Doordat er gerekend zal worden met onregelmatige golven zal (4.10) worden geschreven als:

$$H_{rms}/h = f(kh, s_0) \quad (4.11)$$

Allereerst wordt het Battjes-Janssen model dat in Crostran wordt gebruikt besproken. Er wordt aangegeven waarom het model niet bruikbaar is om een relatie (4.11) af te leiden. Daarna wordt het model behandeld, dat verder in deze studie gebruikt zal worden. Dit model is gebaseerd op het model van Battjes (1974).

4.2.2 Battjes-Janssen model

In het Battjes-Janssen model wordt, bij bekende bodemligging de energiedissipatie in een brekende golf gemodelleerd met behulp van de analogie met een constante watersprong (Battjes en Janssen, 1978). De gemiddelde energiedissipatie per eenheid van horizontale breedte D_{gen} wordt daarmee bepaald :

$$D_{gen} = 1/4 \alpha f_p \rho g H_b^2 Q_b \quad (4.12)$$

met α = een evenredigheidsconstante, f_p = de frequentie behorend bij de grootste energiedichtheid van het golfspectrum, H_b^2 = de hoogte van de brekende golven in het kwadraat, Q_b = de fractie van de golven die breken.

H_b wordt bepaald met de volgende uitdrukking:

$$H_b = 0.88/k_p \tanh(\gamma k_p h / 0.88) \quad (4.13)$$

met k_p het golfgetal behorend bij de frequentie f_p , en γ een brekingsparameter, waar Battjes en Stive (1985) de volgende uitdrukking voor hebben bepaald:

$$\gamma = 0.5 + 0.4 \tanh(33 s_0) \quad (4.14)$$

met s_0 de diepwater-golfsteilheid H_0/L_0 . Om de plaatselijke fractie Q_b van brekende golven te berekenen, is de veronderstelling gemaakt, dat de cumulatieve kansdichtheidsfunctie van alle golven (gebroken of ongebroken) van het Rayleigh-type is. Om het breken in rekening te brengen wordt deze kansdichtheidsfunctie discontinu afgekapt bij $H = H_b$. De onderstreping duidt hier aan, dat het een stochastische variabele betreft. Battjes en Janssen hebben hieruit de volgende relatie afgeleid voor Q_b :

$$\frac{1-Q_b}{-\ln(Q_b)} = \left(\frac{H_{rms}}{H_b} \right)^2 \quad (4.15)$$

De golfhoogte H_{rms} kan nu worden berekend door integratie van de energiebalans (4.16):

$$\frac{\partial P_I}{\partial x} + D_{gen} = 0 \quad (4.16)$$

met P_I = de energieoverdracht in horizontale richting door de golven. P_I wordt berekend met de lineaire golftheorie met

$$P_I = E c_{gr} \quad (4.17)$$

met $E = 1/8 \rho g H_{rms}^2$ de gemiddelde energieinhoud van het golfveld, en met c_{gr} = groepssnelheid van de golven., x = horizontale coördinaat.

Bij een bekende randvoorwaarde op diep water kan (4.16) geïntegreerd worden over het kustprofiel. De golfhoogte H_{rms} is daarmee afhankelijk

van de volgende parameters:

$$H_{rBS} = f(H_0, T, h, x) \quad (4.18)$$

Een interessant onderdeel van het model is, dat bij voortplanting van golven in water van constante diepte de dissipatieterm D_{gen} een waarde blijft houden. Pas wanneer H_{rBS} twee tot drie keer kleiner is dan H_b nadert de factor Q_b naar 0. Daarmee wordt dan ook de dissipatieterm D_{gen} gelijk aan 0. Dit houdt praktisch in, dat een brekende golf in water van gelijke diepte door blijf rollen, totdat zoveel energie gedissipeerd is, dat de H_{rBS} golfhoogte zover is afgenomen dat een waarde van ongeveer 0.4 maal de maximale golfhoogte H_b is bereikt.

Een ander kenmerk is, dat het model ook toepasbaar is voor ingewikkelde kustprofielen met bijvoorbeeld brandingsruggen, doordat de hele weg van de golf, van diep water tot de plaats waar H_{rBS} bepaald moet worden, in de integratie wordt meegenomen.

Om uit de vergelijkingen (4.12) tot (4.17) een expliciete relatie te vinden tussen H_{rBS}/h en kh en s_0 , moet uit (4.16) de variabele x , en daarmee de bekende bodemligging h als functie van x vervangen worden door een andere variabele. Het blijkt, dat in (4.16) x niet vrij te maken en te elimineren is.

Om aan de eis te voldoen van een expliciete relatie tussen H_{rBS} en kh en s_0 moet de impliciete vergelijking (4.15) expliciet gemaakt worden. Met $Q_b - 1 = m$, en $(H_{rBS}/H_b)^2 = a^2$, wordt voor (4.14) geschreven:

$$\frac{m}{\ln(1+m)} = -a^2 \quad (4.19)$$

Als $\ln(1+m)$ benaderd wordt met een Taylor-ontwikkeling, dan volgt:

$$\frac{m}{m - m^2/2 + m^3/3 - m^4/4 + \dots} = -a^2 \quad (4.20)$$

Om een voldoende nauwkeurigheid te krijgen voor $kh < 0.5$ (ondiep water condities) moet een 12^e orde (!) taylorontwikkeling worden toegepast. Daarmee krijgt (4.20) elf nulpunten voor m . Deze vergelijking is in theorie zeker op te lossen, praktisch is deze weg niet goed begaanbaar.

De gewenste expliciete relatie tussen H_{rBS}/h en de variabelen kh en s_0 blijkt om bovengenoemde twee redenen dus niet bereikbaar, wanneer het Battjes-Janssen model wordt gebruikt. Dit is in zekere zin jammer, omdat het Battjes-Janssen model zichzelf bewezen heeft als een zeer betrouwbaar model voor de berekening van golfvoortplanting en -dissipatie (Battjes en Stive, 1985).

In de volgende paragraaf zal het model worden besproken, dat Battjes gebruikt in zijn proefschrift.

4.2.3 Model Battjes (proefschrift)

Battjes gebruikt in zijn proefschrift hetzelfde brekingscriterium

voor veranderlijke golven als (4.13) (Battjes, 1974):

$$H_{\eta} = 0.88/k_p \tanh(\gamma/0.88 k_p h) \quad (4.13) \text{ herh.}$$

In het vervolg wordt de index p bij het golfgetal k weggelaten. Battjes geeft de variabele γ een vaste waarde, onafhankelijk van de variabele s_0 . Deze waarde is ongeveer 0.8. Hier wordt in eerste instantie uitgegaan van de eerder gegeven uitdrukking (4.14) voor γ .

Om de golfhoogte H_{rms} te berekenen, wordt eerst een fictieve golfhoogte H_f berekend, waarin de effecten van shoaling, refractie en bodemwrijving verwerkt zijn. Dit is een fictieve golfhoogte, omdat het effect van breking nog niet in H_f is verwerkt. In het model, zoals het hier wordt toegepast, wordt uitgegaan van loodrecht invallende golven en verwaarloosbare bodemwrijving. Daarnaast wordt het frequentie spectrum van de golven gekarakteriseerd met de frequentie f_p behorend bij de grootste energiedichtheid van het spectrum. De invloed van shoaling op de golfhoogte H_f wordt berekend met behulp van de lineaire golftheorie voor de frequentie f_p :

$$H_f = (c_{g0}/c_{gr})^{0.5} H_{rms,0} \quad (4.21)$$

met c_{g0} = de groepsnelheid van golven op diep water, c_{gr} = de groepsnelheid van de golven in beperkt water, $H_{rms,0}$ = de golfhoogte op diep water.

Wanneer het frequentie- en richtingspectrum smal is is bovenstaande relatie toepasbaar. In overige gevallen moet met het hele spectrum gerekend worden (Battjes, 1974).

Er wordt de veronderstelling gedaan, dat de golfhoogte H_f een Rayleigh-verdeling heeft. Hiervoor is de omstandigheid nodig, dat het frequentiespectrum smal is. Dit is consistent met de hier gebruikte lineaire benadering voor H_f . De kans Q_b dat een bepaalde fictieve golf H_f het brekingscriterium H_{η} overschrijdt is bij een Rayleigh-verdeling dan:

$$Q_b = \text{Pr} (H_f > H_{\eta}) = \exp (-H_{\eta}^2/H_f^2) \quad (4.22)$$

Evenals bij het Battjes-Janssen model, wordt de cumulatieve kansverdelingsfunctie bij $\underline{H} = H_b$ afgekapt, zodat

$$F(H) \cong \text{Pr} (\underline{H} \leq H) = \begin{cases} 0 & \text{voor } \underline{H} < 0 \\ 1 - \exp(-\underline{H}^2/H_f^2) & \text{voor } 0 < \underline{H} < H_{\eta} \\ 1 & \text{voor } \underline{H} > H_{\eta} \end{cases} \quad (4.23)$$

Hieruit leidt Battjes een verband af tussen H_{rms} en H_f volgens:

$$H_{rms}^2 = (1 - Q_b) H_f^2 \quad (4.24)$$

Met (4.21) en met gebruikmaking van

$$\begin{aligned} c_{g0} &= 0.5 c_0, \\ c_{gr} &= c_0 n \tanh(kh) \end{aligned}$$

is (4.24) te schrijven in dimensieloze variabelen:

$$\left(\frac{H_{rms}}{h} \right)^2 = (1 - Q_b) \frac{s_0^2 \cdot (2\pi)^2}{(kh \tanh(kh))^2 2 n \tanh(kh)} \quad (4.25)$$

met $n = (0.5 + kh/\sinh(2kh))$.

Voor Q_b is vgl. (4.22) te herschrijven tot:

$$Q_b = \exp - \left(\frac{(H_b/h)^2 (kh \tanh(kh))^2 2 n \tanh(kh)}{s_0^2 (2\pi)^2} \right) \quad (4.26)$$

H_b is dimensieloos te schrijven als:

$$H_b/h = 0.88/kh \tanh(y/0.88 kh) \quad (4.27)$$

Met vgl. (4.25) tot en met (4.27) is een expliciete relatie verkregen tussen H_{rms}/h en de variabelen kh en s_0 . In fig.4.3 is deze relatie weergegeven voor waarden van s_0 tussen 0.01 en 0.04, en voor $0 < kh < 4$.

H_{rms}/h als functie van kh en s_0

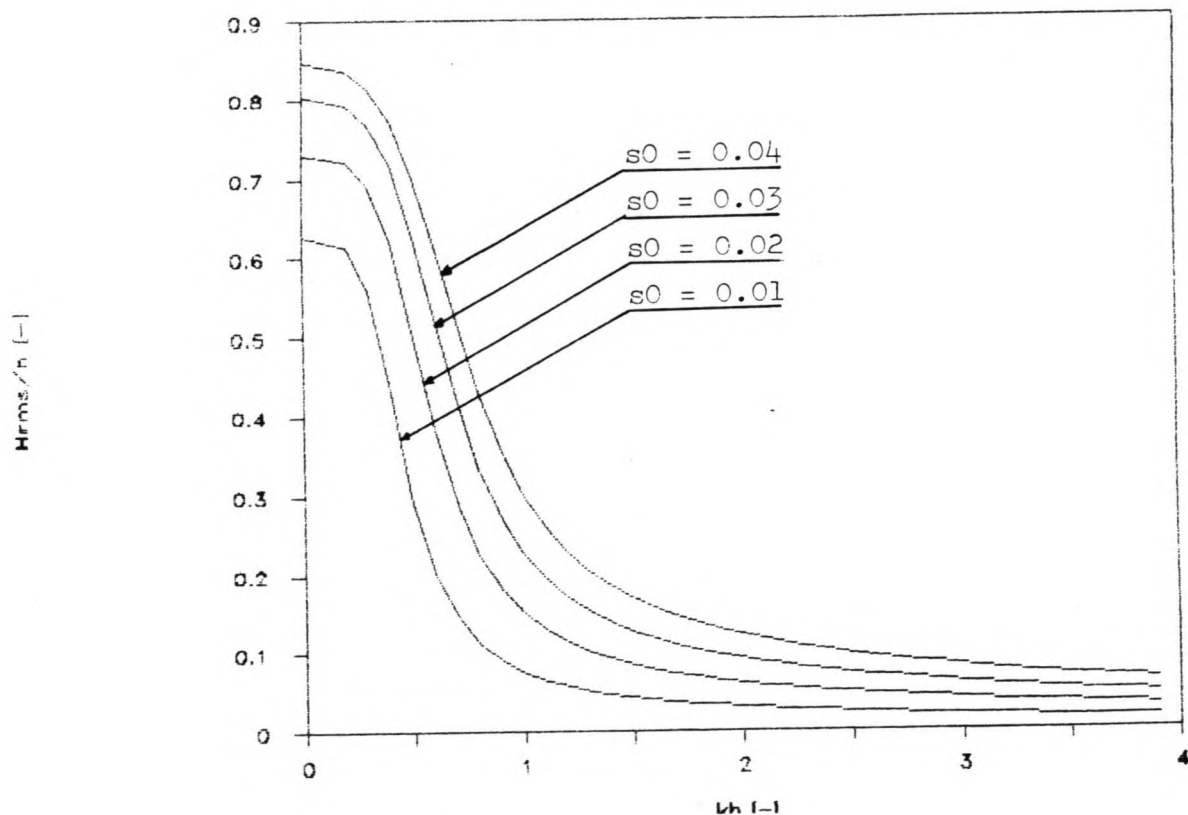


fig.4.3: (H_{rms}/h) als functie van kh en s_0

Bij vaste golfsteilheid s_0 en golfperiode T is er één verhouding H_{rms}/h . Hiermee is het probleem van golfvoortplanting en -dissipatie beschreven voor regelmatig oplopende kustprofielen. Bij brandingsruggen zal bij gelijke waarde van kh vóór de rug een grotere waarde van H_{rms}/h optreden, dan erachter. Met het model, zoals dit hier is afgeleid, kan niet het verloop van H_{rms}/h in een kustprofiel met brandingsruggen berekend worden. Bij een bekend bodemprofiel, of bij bekendheid van de plaats van de brandingsrug kan wel m.b.v. (4.21) negatieve shoaling worden berekend, waarna op dezelfde manier Q_b en H_{rms} berekend kunnen worden. Wanneer de bodemligging niet bekend is, (het is juist de bedoeling de bodemhelling te berekenen), kunnen alleen zinnige resultaten worden verkregen voor het gebied van diep water tot de eerste brandingsrug.

Dit is een ernstige handicap, die volgt uit de wens de relatie voor T_0 in eerste instantie op een eenvoudige manier te bepalen. In een latere uitwerking van het idee om de tijdconstante T_0 te bepalen m.b.v. de Crostran-conceptie zal de invloed van de horizontale coördinaat x op de golfhoogte zeker meegenomen moeten worden.

Wanneer de resultaten van de komende berekeningen geanalyseerd worden dient rekening gehouden te worden met bovenstaande opmerking.

Omdat de dimensieloze relaties een slecht inzicht geven in de absolute waarden van de variabelen, zijn berekeningen met het huidige model vergeleken met twee laboratoriummetingen. Deze metingen zijn gebruikt ter verificatie van het Battjes-Janssen model (Battjes en Stive, 1985). In tabel 4.1 staan de gegevens betreffende deze testen. Hierin is h_r de referentiediepte, en $H_{rbs,r}$ de referentie golfhoogte, die als randvoorwaarde voor het Battjes-Janssen model is gebruikt.

nr. (B&S)	bron	profiel	h_r , m.	$H_{rbs,r}$ m.	f_p , 1/s.	s_0	γ
5	B&J(1978)	bar-trough	0.645	0.121	0.443	0.016	0.60
10	Stive(1985)	vlak 1:40	0.700	0.136	0.663	0.038	0.81

tabel 4.1: gegevens testen.

In fig.4.4 is het verloop weergegeven van H_{rbs} volgens Battjes-Janssen, en Battjes (proefschrift) voor geval 10, een vlak profiel. De gemeten golfhoogten zijn eveneens aangegeven. Enige onnauwkeurigheid in de weergave van de metingen is te verwachten, daar ze uit een soortgelijke figuur zijn opgemeten. In fig.4.5 is het verloop voor beide modellen samen met de meetwaarden weergegeven voor geval 5, een profiel met een brandingsrug. Voor het gebied achter de brandingsrug, waar de diepte weer toeneemt is de golfhoogte niet berekend, daar het model in de huidige vorm daar geen mogelijkheden toe biedt. Voor het punt waar de diepte weer toe gaat nemen is als diepwaterrandvoorwaarde een golfhoogte gekozen met dezelfde energieinhoud als de H_{rbs} boven de brandingsrug. We rekenen dus dan met een andere, kleinere waarde van s_0 .

Het blijkt, dat het model van Battjes (proefschrift) de dissipatie van golfenergie door breking systematisch onderschat. Het model is daarom niet geschikt, als basis voor de verdere berekeningen in dit hoofdstuk.

In de volgende paragraaf zal een aanpassing van dit model worden besproken, waardoor goede resultaten berekend kunnen worden.

4.2.4 Aangepast model Battjes (proefschrift)

Als uitgangspunt voor het voortplantings- en dissipatie model wordt het model van Battjes (proefschrift) genomen. Als aanpassing wordt het brekingscriterium (4.13) zodanig anders gekozen, dat er meer dissipatie in het model komt.

Uit metingen van Rijkswaterstaat afd. Kustonderzoek (1972) blijkt, dat er geen golven optreden, met een $H_{sig} > 0.48 h$. De metingen die hierop wijzen, zijn verricht op waterdiepten van 2

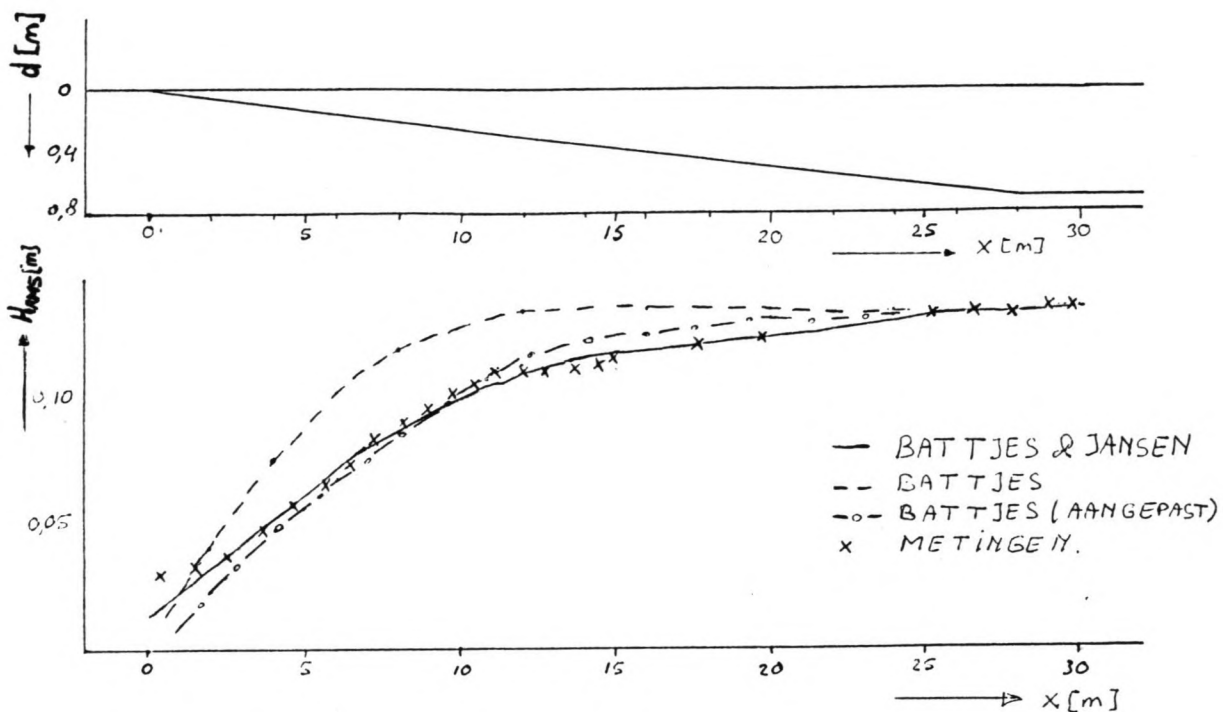


fig.4.4: Resultaten voor geval 10 (laboratoriumtest), d = bodemprofiel onder de ongestoorte waterspiegel, H_{rms} is de rms golfhoopte uitgezet tegen de afstand tot de kust x .
 Model Battjes-Janssen, Battjes (proefschrift),
 Battjes (proefschrift, aangepast (zie par. 4.2.4).

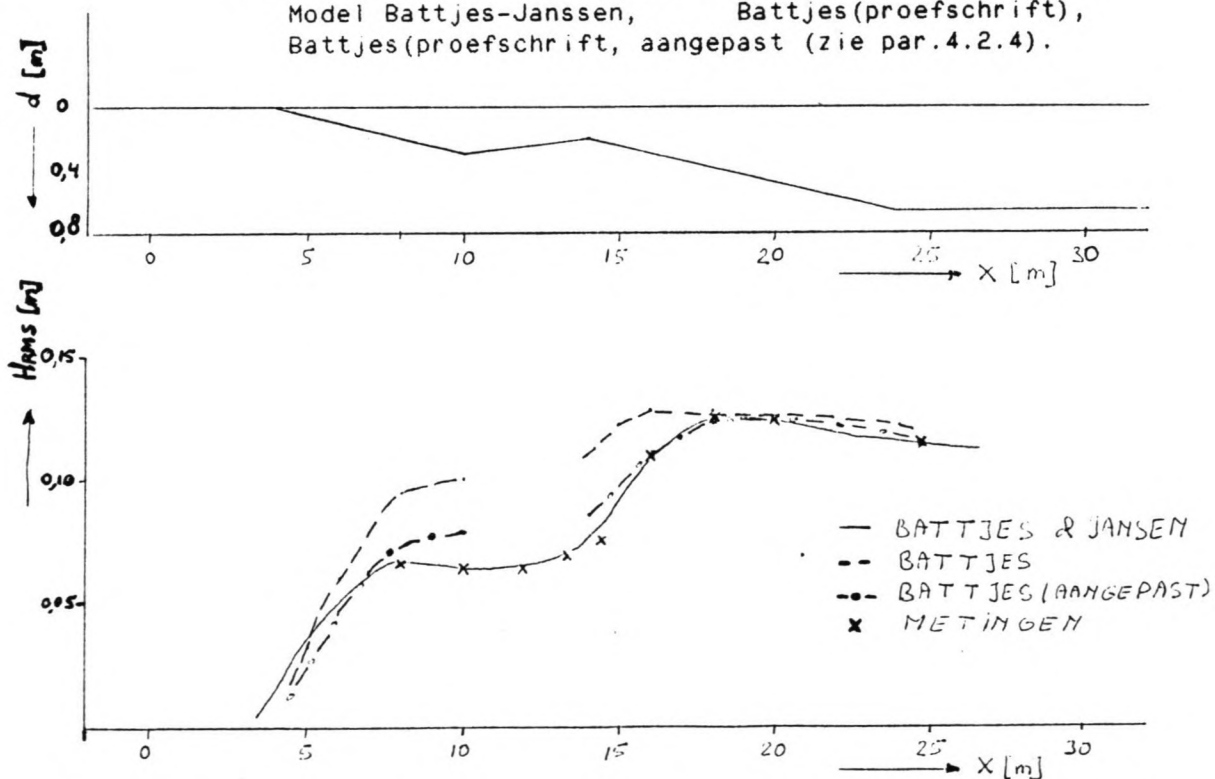


fig.4.5: Resultaten voor geval 5 (laboratoriumtest). Dezelfde legenda als fig.4.4.

tot 12 m.. Bij de gemeten golfperiode van gemiddeld 3.8 s. gaat het hierbij om waarden van kh tussen 0.8 en 3.

Andere metingen bij Egmond aan Zee geven een maximum aan van

$H_{sig} = 0.8 h$. Deze metingen zijn gedaan op waterdieptes tussen 0.3 en 1.6 m. Wordt als gemiddelde golfperiode weer 3.8 s. genomen, dan gaat het hier om waarden van kh tussen 0.25 en 0.71.

Thornton en Guza (1983) hebben een vergelijkbare waarde gebruikt, voor de berekening van H_{rms} . Uit hun metingen volgde $H_{rms}/h = 0.42$. Hieruit volgt $H_{sig}/h = 0.42 \cdot (2)^{0.5} = 0.59$.

Bij de calibrering van het Battjes-Janssen model aan metingen wordt eveneens menigmaal afgeweken van de formulering van het brekingscriterium volgens (4.13). γ heeft voor de toepassing op metingen bij Leadbetter Beach de waarde gekregen van 0.4. Voor de toepassing bij Torrey Pines Beach kreeg γ de waarde van 0.5 (aangehaald in De Vriend en Stive, 1987a).

Als aanpassing op het model Battjes (proefschrift) wordt als vervanging van (4.13) het volgende brekingscriterium gekozen:

$$H_b/h = 0.48 \quad (4.28)$$

In de figuren 4.2 en 4.3 is het verloop van H_{rms} berekend met dit aangepast model ook aangegeven. In fig.4.6 is het verloop van de dimensioneloze golfhoogte H_{rms}/h als functie van kh en s_0 uitgezet. In fig.4.7 is het verloop van de fractie Q_b als functie van kh en s_0 uitgezet.

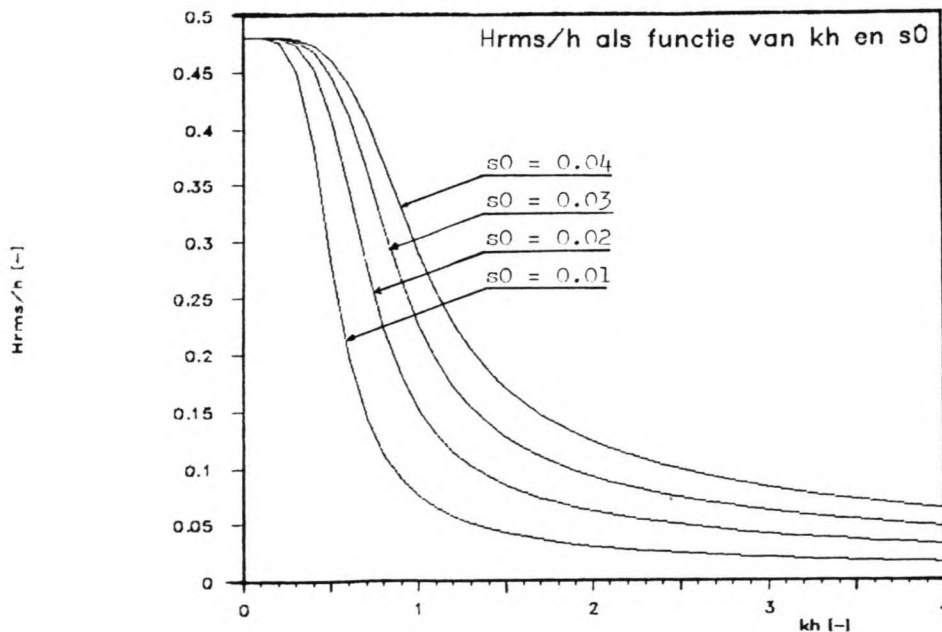


fig.4.6: H_{rms}/h als functie van kh en s_0

Het blijkt, dat de resultaten voor de twee laboratoriummetingen zeer bevredigend zijn. Bij het vlakke profiel benadert dit aangepaste model de H_{rms} zoals deze met het Battjes-Janssen model wordt berekend. Bij het gebroken profiel blijkt, voor de punten waarvoor de golfhoogte kon worden berekend, een kleine overschatting van de golfhoogte. Als golfvoortplantings- en dissipatiemodel wordt in het vervolg dit model volgens Battjes gebruikt, met aangepast brekingscriterium (4.28).

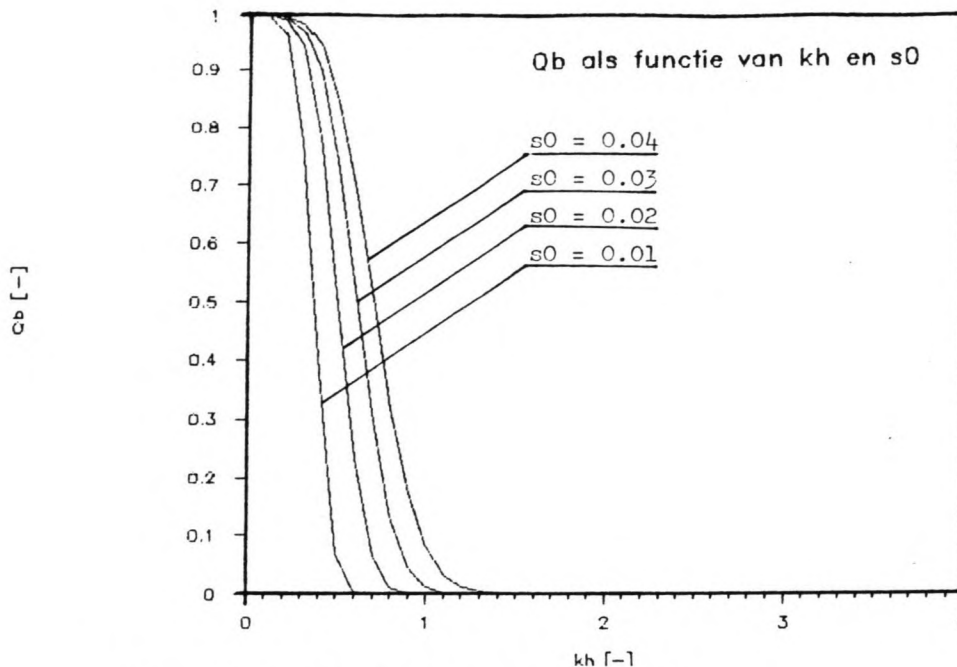


fig.4.7: Q_b als functie van kh en s_0

De moeilijkheid bij het bar-trough profiel is de berekening van de golfhoogte achter de brandingsrug. Doordat bij een vaste waarde van s_0 en een vaste golfperiode T er in dit één verhouding volgt voor H_{rms}/h wordt bij gelijke diepte vóór en achter de brandingsrug dezelfde golfhoogte berekend. Dit is strijdig met alle waarnemingen. Daarom kan in het vervolg van dit hoofdstuk de evenwichtshelling slechts berekend worden tot aan de eerste brandingsrug. Wanneer de plaats van de eerste brandingsrug bekend is, kan het verloop van de golfhoogte achter de rug worden berekend, door een andere kleinere golfsteilheid als parameter te nemen. Daarmee is ook de evenwichtshelling voor dat gebied te bepalen. In het volgende wordt de berekening beperkt tot het bepalen van het evenwichtsprofiel tot aan de top van de eerste brandingsrug.

Er is hiermee een expliciete relatie afgeleid tussen H_{rms}/h en kh en s_0 :

$$H_{rms}/h = f(kh, s_0) \quad (4.11) \text{ herh.}$$

In de volgende paragraaf wordt, met gebruikmaking van deze relatie, ingegaan op de gemiddelde retourstroom of 'undertow'.

4.3 De gemiddelde retourstroom of 'undertow'

4.3.1 *Inleiding op het fenomeen*

Wanneer je op een dag in de zee aan het zwemmen bent merk je, dat er een (soms sterke) stroom langs de bodem richting zee kan optreden.

Moeder waarschuwde altijd, dat je niet te ver de zee in moest gaan, omdat je anders meegetrokken kon worden.

Kustwaterbouwkundigen, o.a. Dyhr-Nielsen en Sørensen (1970) hebben dit reeds lang geleden opgemerkt, en geprobeerd te verklaren. Gebaseerd op deze eerste pogingen geven Buhr-Hansen en Svendsen (1984) de volgende behandeling van het mechanisme wat verantwoordelijk is voor deze retourstroom of aangeduid met de engelse term 'undertow'.

De retourstroom vertegenwoordigt een evenwicht tussen drie even belangrijke krachten, die op de vloeistofdeeltjes werken. Allereerst is het van belang in te zien, dat de turbulentie, die veroorzaakt wordt door de brekende golven, van het watervlak, waar zij ontstaat, zich naar beneden verspreidt, zodat op elk niveau tussen de bodem en het wateroppervlak er een aanzienlijke hoeveelheid turbulente kinetische energie is. Een retourstroom zal in zo'n situatie grote schuifspanningen oproepen, die de neiging hebben de stroom af te remmen. Er moet dus een sterke aandrijvend mechanisme zijn, dat een gemiddeld zeewaarts gerichte kracht op elk vloeistofdeeltje kan uitoefenen.

De krachten die op de vloeistofdeeltjes werken blijken uit de horizontale impulsbalans, gemiddeld over de tijd en de diepte:

$$\frac{\partial S_{II}}{\partial x} + \rho g (h_0 + \xi) \frac{\partial \xi}{\partial x} + \tau_b = 0 \quad (4.29)$$

De radiationstress S_{II} wordt gedefinieerd als:

$$S_{II} = \int_{-h}^{\eta+\xi} (\rho u^2 + p_0) dz - \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (4.30)$$

de dynamische druk p_0 wordt gedefinieerd met:

$$p_0 = \rho g(z - \xi) + p \quad (4.31)$$

met ξ = de set-up, τ_b = de gemiddelde bodemschuifspanning, h = de plaatselijke diepte (een positieve waarde), h_0 = de diepte bij ongestoorde waterspiegel, z = verticale coördinaat (positief omhoog gerekend), η = de uitwijking van het wateroppervlak door de golfbeweging.

De waarden van u en p zullen algemeen gesproken variëren over de diepte. Daardoor is de radiationstress S_{II} niet constant over de diepte. De grootste bijdrage aan S_{II} komt van het gebied tussen de golftoppen en de golfdalen. De term $\rho g(h_0 + \xi) \partial \xi / \partial x$ is de drukgradient veroorzaakt door het hellende gemiddelde wateroppervlak door de verandering van de set-up in de x -richting. Deze bijdrage is wel constant over de diepte. In fig.4.8 is schematisch het verloop van deze krachten over de diepte weergegeven.

Wanneer we een vloeistofelementje beneden het niveau van de golfdalen (η_T) bekijken, is er gemiddeld over een golfperiode een netto zeewaarts gerichte kracht $\rho g(h_0 + \xi) \partial \xi / \partial x - \partial S_{II} / \partial x$ die verantwoordelijk is voor het ontstaan van de gemiddelde retourstroom. De turbulente schuifspanning zorgt ervoor, dat de retourstroom

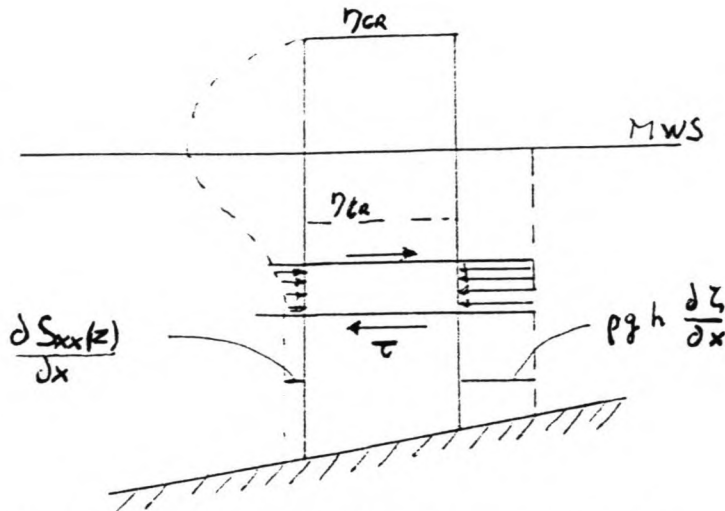


fig.4.8: Krachten werkzaam op de vloeistof

niet oneindig toeneemt.

Het mechanisme, wat hierboven is aangegeven, is door vele onderzoekers, met wisselend succes, gemodelleerd. Zie o.a. Buhr-Hansen en Svendsen (1984), Stive en Wind (1986).

In het model Crostran wordt voor een modellering van bovengenoemd mechanisme uitgegaan van een 3-lagen-model: een oppervlaktelaag (boven de golfdalen), een middenlaag, en een bodemgrenslaag (De Vriend en Stive, 1987a). Voor elk van deze 3 lagen wordt de bewegingsvergelijking opgesteld. In deze bewegingsvergelijkingen komt de tweede afgeleide naar z van de retourstroom voor. Deze vergelijking wordt twee keer geïntegreerd over de hoogte z . De twee integratie constanten worden bepaald m.b.v. rand- en overgangsvoorwaarden. De invloed van de oppervlaktelaag wordt in rekening gebracht door op het niveau van de golfdalen een schuifspanning $\tau(\eta_{tr})$ aan te nemen. Op het grensvlak tussen bodemgrenslaag en middenlaag wordt als randvoorwaarde aangenomen, dat de snelheden gelijk zijn: $u_{bodem} = u_{midden}$.

Alleen voor de bodemgrenslaag is nu nog een onderrandvoorwaarde nodig. Hierbij maakt het verschil, of er brekende golven zijn, of niet. Voor brekende golven wordt de randvoorwaarde aangenomen, dat de schuifspanning aan de bodem 0 is. Voor niet-brekende golven wordt als randvoorwaarde genomen de snelheid aan de bodem volgens de 'conduction solution' van Longuet-Higgins (1953).

In de komende paragraaf wordt uitgegaan van een model van Stive en Wind (1986) voor brekende golven. Dit model is een voorloper van het hierboven besproken model van De Vriend en Stive (1987a). In dit model wordt afgezien van de modellering van de bodemgrenslaag. Daarnaast wordt als vervanging van een randvoorwaarde aan de bodem gekozen voor een randvoorwaarde die volgt uit een massabalans over de gehele diepte. Er treedt in deze modellering een snelheid groter dan 0 op aan de bodem. Verder is de aanpak van het probleem identiek.

De redenen voor deze keuze zijn drieledig: ten eerste was tijdens de start van dit project het model van De Vriend en Stive nog niet gepubliceerd; ten tweede wordt in het model van De Vriend en Stive gebruik gemaakt van een dissipatieterm, die ontleent wordt aan het Battjes-Janssen model. Voor deze dissipatie zou m.b.v. het aangepaste model Battjes (proefschrift) ook wel een uitdrukking kunnen worden afgeleid, maar hiervoor is niet gekozen, omdat, ten derde, het model

van Stive en Wind een voldoende nauwkeurige benadering geeft van het verschijnsel, voor een eerste berekening van het evenwichtsprofiel.

Voor niet-brekende golven wordt een simpele benadering gezocht gebaseerd op de 'conduction solution' van Longuet Higgins.

4.3.2 Een model voor brekende golven

In de nu volgende behandeling van het model van Stive en Wind (1986) wordt niet de afleiding gegeven van de gebruikte vergelijkingen. Hiervoor wordt verwezen naar de publicatie.

Voor de tijdsgemiddelde stroomsnelheid u_e tussen de bodemgrenslaag en het niveau van de golfdalen wordt de volgende vergelijking afgeleid (Stive en Wind, 1986):

$$u_e(z) = 1/2[(Z_m-1)^2 - 1/3] \frac{d_t^2}{\rho\nu_t} \cdot \frac{\partial R}{\partial x} + (Z_m-1/2) \frac{d_t}{\rho\nu_t} \tau(\eta_{tr}) + u_r \quad (4.32)$$

met $Z_m = (z + h)/d_t$, met h de diepte, en z de hoogte,

d_t = afstand tussen bodemgrenslaag en golfdalen,

ν_t = turbulente diffusiecoëfficiënt,

R = het impulsverschil tussen de radiationstress en de set-up, d.i. de resulterende horizontale kracht die op de vloeistofdeeltjes werkt,

$\tau(\eta_{tr})$ = de resulterende schuifspanning op het niveau van de golfdalen,

u_r = retourstroom veroorzaakt door het resulterende massa-transport boven het niveau van de golfdalen.

Deze vergelijking wordt vereenvoudigd door deze voor $z = -h$ te bepalen, d.i. net buiten de bodemgrenslaag:

$$u_e(-h) = 1/3 \frac{d_t^2}{\rho\nu_t} \cdot \frac{\partial R}{\partial x} - 1/2 \frac{d_t}{\rho\nu_t} \tau(\eta_{tr}) + u_r \quad (4.33)$$

Voor R , $\tau(\xi_t)$, u_r , ν_t geven Stive en Wind(1986) de volgende uitdrukkingen:

$$R = \rho \langle (\bar{u}^2 - \bar{w}^2) \rangle + \rho g \xi \quad (4.34)$$

met \bar{u} = de horizontale veranderlijke snelheid, \bar{w} = de verticale veranderlijke snelheid, ξ = de set-up. $\langle \rangle$ duidt middeling over de tijd aan.

$$\tau(\eta_{tr}) = -(1/16 + 0.9/(2\pi) \cdot kh) \cdot \rho g \cdot \partial H_{rms}^2 / \partial x \quad (4.35)$$

$$u_r = -1/10 \cdot (g/h)^{0.5} \cdot H_{rms} \quad (4.36)$$

$$\nu_t = 10^{-2} \cdot c \cdot h = 10^{-2} \cdot \{gT/(2\pi)\} \cdot \tanh(kh) \cdot h \quad (4.37)$$

met c de fasesnelheid van de golven.

De krachtterm R kan als volgt nader bepaald worden. Wanneer voor \bar{u} en \bar{w} de uitdrukkingen van de lineaire golftheorie worden gesubstitueerd, volgt na middeling over de tijd (zie Appendix C voor de afleiding):

$$\langle (u^2 - w^2) \rangle = \frac{gk H_{rms}^2}{4 \sinh(2kh)} \quad (4.38)$$

In deze benadering is $\langle (u^2 - w^2) \rangle$ onafhankelijk van de hoogte z . Zoals al eerder is opgemerkt, is de bijdrage van de set-up ook constant over de hoogte. In de hier toegepaste benadering is de krachtterm R dus constant over de hoogte. Dit stemt overeen met waarnemingen van Stive en Wind (1982), dat beneden de golfdalen de krachtterm R slechts gering varieert met de hoogte.

De bijdrage van de set-up aan de krachtterm R , $\rho g \xi$, wordt berekend m.b.v. de impulsbalans (4.29) bij verwaarlozing van bodemschuifspanningen, en door $(h_0 + \xi)$ te schrijven als h .

$$\frac{\partial S_{II}}{\partial x} + \rho g h \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (4.39)$$

In Appendix C wordt deze balans zodanig herschreven, dat de dimensieloze set-up ξ/h berekend kan worden. Het uiteindelijke resultaat is te schrijven als

$$\xi/h = f(kh, s_0). \quad (4.40)$$

In Appendix E staat een vergelijking van de set-up, zoals deze berekend is met deze modellering, met metingen van Stive en Wind. Het blijkt, dat de berekende set-up de meetresultaten redelijk benadert. Hiermee kan nu voor de dimensieloze krachtterm R geschreven worden:

$$R/\rho g h = (H_{rms}/h)^2 \cdot kh / (4 \sinh(2kh)) + \xi/h \quad (4.41)$$

$$= f(kh, s_0). \quad (4.42)$$

Wanneer de uitdrukkingen (4.34) tot en met (4.37) ingevuld worden in (4.33), en alle termen dimensieloos worden geschreven, wordt voor de dimensieloze snelheid $u_e(-h)/gT$ gevonden (zie voor de afleiding Appendix D):

$$\begin{aligned} \frac{u_e(-h)}{gT} = & A \cdot (kh) \cdot \frac{\partial (R/\rho g h)}{\partial kh} \cdot D + R/\rho g h \cdot \frac{1}{(1 + 0.375 \underline{y}^2)} \cdot \tan \beta_e + \\ & + B \cdot (kh) \cdot \frac{\partial (H_{rms}/h)}{\partial kh} \cdot D + H_{rms}/h \cdot \frac{1}{(1 + 0.375 \underline{y}^2)} \cdot \tan \beta_e + C \end{aligned} \quad (4.43)$$

$$\text{met } A = 1/(3.2\pi) \cdot (d_t/h)^2 \cdot kh/10^{-2},$$

$$B = 1/(2\pi) \cdot (d_t/h) \cdot kh/10^{-2} \cdot (1/16 + 0.9/2\pi \cdot kh) (H_{rms}/h)$$

$$C = -1/(10.2\pi) \cdot (kh \cdot \tanh(kh))^{0.5} \cdot (H_{rms}/h)$$

$$D = 1 - \partial \ln(\tanh(kh)) / \partial \ln(kh \cdot \tanh(kh)).$$

\underline{y} = gemiddelde verhouding tussen H_{rms} en h in de brekerzone, waarde is ongeveer 0.39 (zie fig.4.6).

$\tan \beta_e$ = de evenwichtshelling van de bodem.
 De enige onbekende in deze, wat ingewikkelde, uitdrukking is $\tan \beta_e$
 De overige termen zijn bekend als functie van kh en s_0 . Voor vgl.
 (4.36) kan dus worden geschreven:

$$\frac{u_e(-h)}{gT} = f(kh, s_0, \tan \beta_e) \quad (4.44)$$

Wanneer u_e gebruikt wordt om de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ te berekenen, dan moet er een iteratie toegepast worden. Eerst wordt $\tan \beta_e$ geschat, en na berekening van $\tan \beta_e$ m.b.v. u_e wordt gecontroleerd of de beginschatting juist was. Zonodig wordt met een verbeterde schatting $\tan \beta_e$ opnieuw berekend.

Er is nu een uitdrukking voor u_e/gT bepaald. Om deze uitdrukking te controleren is een test nagerekend, die Stive en Wind (1986) hebben gebruikt ter verificatie van hun model voor de "undertow". De test en de grafische weergave van meetresultaten worden uitgebreid beschreven in Stive en Wind (1982). In tabel 4.2 staan de golfgegevens voor de bewuste test. Fig. 4.9. geeft een schematische weergave van de opzet van het experiment. De afstand x is positief naar de kust toe, z is positief verticaal omhoog. De helling van het talud, $\partial h_b / \partial x$, is negatief met als absolute grootte 1:40. Deze tekenafspraken zullen in de rest van dit rapport gehandhaafd blijven!

H_0 [m]	H_h [m]	H_b [m]	T [s]	H_0/L_0
0.159	0.145	0.178	1.79	0.032

tabel 4.2: golfgegevens voor test 1 van Stive en Wind (1982). De subscripts 0, h en b wijzen op diepwater, horizontaal deel, en breekpunt.

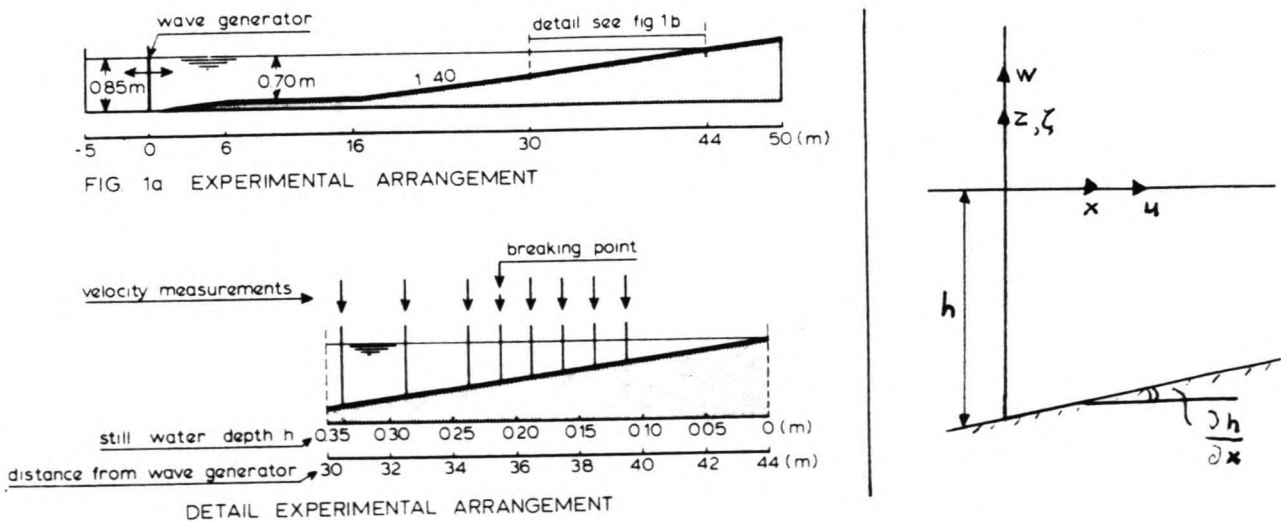


fig. 4.9: Opzet test 1 Stive en Wind (1982)

In fig. 4.10 is het verloop van de berekende golfhoogte H_{rms} uitgezet tegen de afstand x . In deze figuur zijn ook de meetwaarden van Stive en Wind aangegeven.

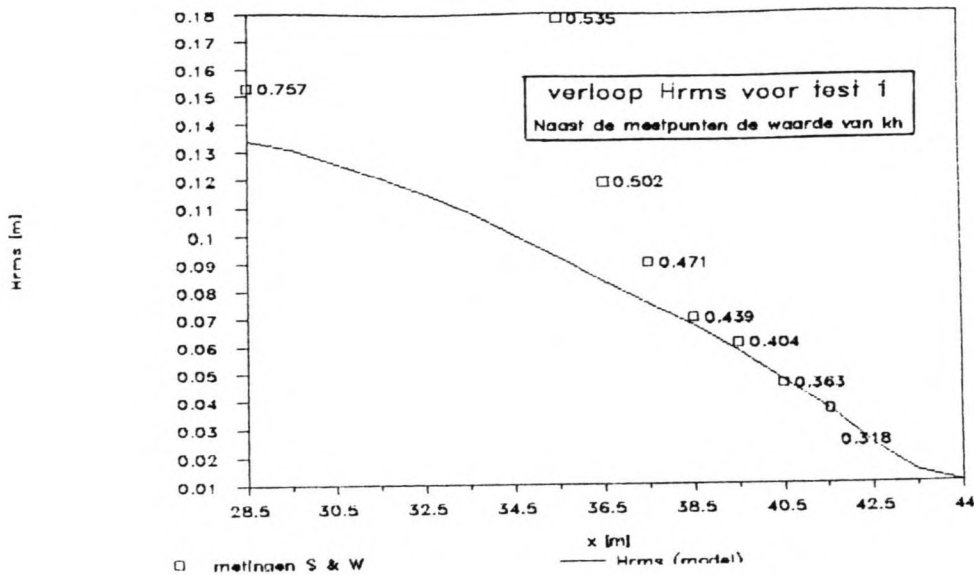


fig.4.10: vergelijking tussen berekende en gemeten H_{rms}

Uit fig.4.10 blijkt, dat het model sterk afwijkende golfhoogten berekend. Dit is verwonderlijk, daar deze situatie niet zo veel verschilt van de testsituatie no.10, die in de vorige paragraaf is besproken. Bij het brekerpunt treedt er een verhouding op tussen H_{rms} en h van 0.92. Deze verhouding zal met het hier gebruikte model nooit worden berekend. Met enige verwondering moeten deze verschillen geconstateerd worden. Er kan verwacht worden, dat de afwijkingen tussen berekende en gemeten golfhoogten zich zullen doen gelden in de berekening van u_e .

We zullen op deze plaats volstaan met het geven van een vergelijking tussen de met het huidige model berekende retourstroom u_e , en de retourstroom, zoals Stive en Wind (1986) deze berekenen. Stive en Wind berekenen de retourstroom voor het hele gebied tussen de bodemgrenslaag en de golfdalen. Deze berekeningen komen redelijk tot

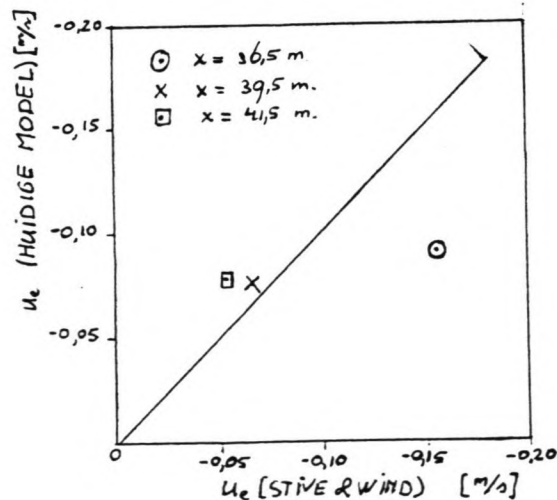


fig.4.11: vergelijking berekening S & W met berekening huidige model goed overeen met de metingen, die zij hebben verricht. De metingen

zijn alle verricht op een afstand van ± 0.05 m. of meer boven de bodem. Daarom worden de resultaten van de huidige modellering van de retourstroom bij de bodem vergeleken met de berekeningen van Stive en Wind. In fig 4.11 staat voor drie plaatsen in het testprofiel (fig.4.9) de waarde van u_e van Stive en Wind horizontaal uitgezet, en de waarde van u_e berekend met het huidige model verticaal.

Het blijkt, dat er aanzienlijke afwijkingen optreden. Om te controleren hoe nauwkeurig de berekeningsmethode van de termen in (4.43) is, is het volgende gedaan. Gebaseerd op metingen door Stive en Wind (1982) van de golfhoogte, set-up, de krachtterm R en de afstand d_t tussen de golfdalen en de bodem is met het huidige berekeningsmodel u_e berekend. De resultaten staan in fig.4.12. Horizontaal staan weer de berekende waarden van Stive en Wind, verticaal de model waarden.

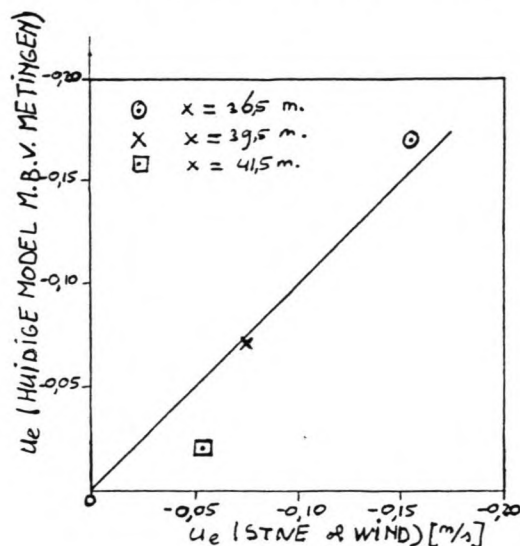


fig.4.12: vergelijking berekening S & W met berekening huidige model, gebaseerd op metingen

Vergelijking van fig.4.12 met 4.11 leert, dat de grootste onnauwkeurigheid in de berekening van u_e voortkomt uit een onnauwkeurige berekening van de golfhoogte. Daaruit volgt een onnauwkeurige berekening van de set-up en de krachtterm R.

Ondanks de grote overeenkomst van de waarden in fig 4.12 blijven er afwijkingen. Een eerste verklaring hiervoor is, dat bij het herschrijven van (4.32) tot (4.43) veelvuldig gebruik is gemaakt van relaties uit de lineaire golftheorie. Voor ondiep-water condities (m.n. voor $x = 41.5$ m.) zullen hiermee onnauwkeurigheden geïntroduceerd worden. Een tweede bron van onnauwkeurigheden is de toegepaste differentiebenadering voor de differentialen uit (4.43).

In Appendix E wordt nader ingegaan op de grootte van de verschillende termen die bijdragen aan de retourstroom u_e . Er wordt daar een uitgebreide vergelijking gemaakt van de relevante parameters. ER wordt op deze plaats volstaan met de constatering dat het model een eerste benadering geeft van de grootte van de retourstroom. De belangrijkste verbetering kan worden bereikt m.b.v. een beter golfvoortplantings- en dissipatiemodel, dan het in deze studie gebruikte model.

De hier bepaalde waarde van u_e is slechts geldig voor brekende golven. In de volgende paragraaf zal een benadering voor niet-brekende golven worden afgeleid.

4.3.3 Een benadering voor niet-brekende golven

Voor de modellering van de stroming gedreven door niet-brekende golven stellen Stive en De Vriend (1987b) een model op dat bestaat uit drie lagen, een oppervlaktelaag, een middenlaag en een bodemgrenslaag. Voor de bodemgrenslaag leiden Stive en De Vriend een formule af, waarin de snelheid opgebouwd wordt gedacht uit een bijdrage evenredig met de bodemschuifspanning, een bijdrage evenredig met $\partial R/\partial x$, en uit een bijdrage, die de vorm heeft van de "conduction solution" voor door golven aangedreven stroming bij de afwezigheid van een drukgradient, zoals deze door Longuet Higgins is geïntroduceerd in 1953.

Voor de afleiding van het model voor brekende golven hebben Stive en Wind (1986) de aanname gedaan dat de bodemschuifspanning gelijk is aan 0. Deze aanname wordt hier overgenomen. Verder wordt de bijdrage van de term met $\partial R/\partial x$ verwaarloosd, vanuit de overweging, dat op diep water de gradient van R zeer klein zal zijn. Voor shoalende golven zal deze term zeker niet verwaarloosbaar zijn. We zullen met deze verwaarlozing een onderschatting maken van de stroming in het gebied vlak vóór het breken van de golven. De stroming wordt dus benaderd de "conduction solution" u_s .

Stive en De Vriend (1987a) geven voor de u_s de volgende uitdrukking:

$$u_s = 1/4 u_b^2/c [3 - \{2(2+Zb)\cos Zb - 2(1-Zb)\sin Zb - \exp(-Zb)\}\exp(-Zb)] \quad (4.45)$$

met u_b = de amplitude van de orbitaalsnelheid vlak bij de bodem, c = fasesnelheid van de golven, Zb = de verticale coördinaat in de bodemgrenslaag, dimensieloos gemaakt met de dikte van de bodemgrenslaag. Stive en De Vriend (1987a) geven niet aan hoe de dikte van de bodemgrenslaag bepaald wordt. De grootte u_s wordt hier berekend voor $Zb = 1$, d.i. aan de bovenkant van de bodemgrenslaag. Wanneer (4.45) dimensieloos geschreven wordt, volgt er voor u_s/gT :

$$\frac{u_s}{gT} = 2\pi \frac{1}{4} \frac{u_{rms}}{gT} \tanh(kh) [3 + e^{-2} - 2e^{-1}\{3\cos(1)\}] \quad (4.46)$$

Stive en Battjes (1984) stellen voor om de berekening van een gecombineerde retourstroom \underline{u} voor zowel brekende, als niet-brekende golven eenvoudig te houden, door de beide uitdrukkingen voor de stroomsnelheid te vermenigvuldigen met de fractie Q_b van de brekende golven, resp. met $(1 - Q_b)$ van de niet-brekende golven, en daarna te sommeren:

$$\underline{u} = Q_b u_e + (1 - Q_b) u_s \quad (4.47)$$

De positief gerichte term u_s zal bijdragen aan de opbouw van een talud, de negatief gerichte term u_e zal vervlakkend werken.

In fig. 4.13 is een vergelijking gemaakt tussen de snelheid bij de bodem, zoals die hier is gemodelleerd, met de snelheid bij de bodem zoals De Vriend en Stive (1987a) deze berekenen. De golfgegevens zijn $s_0 = 0.036$,

$$T_p = 8.7 \text{ s.}$$

Dit zijn de golfgegevens van één van de meetcampagnes in het kader van het TOW bij Egmond.

Zoals al eerder is opgemerkt, kunnen er met het huidige model alleen zinnige resultaten worden berekend voor het gebied tot aan de eerste brandingsrug. In fig.4.13 is de getrokken lijn berekend door De Vriend en Stive (1987a), de punten zijn berekend m.b.v. de huidige modellering.

Het blijkt, dat het hier toegepaste model een retourstroom berekent, die beduidend kleiner is, dan m.b.v. de modellering van De Vriend en Stive wordt gevonden. De grootte orde stemt echter wel overeen. De Vriend en Stive (1987a) hebben hun model vergeleken met de modellering van Stive en Wind (1986). Uit die vergelijking blijkt eveneens, dat m.b.v. het model van Stive en Wind wat lagere waarden van de retourstroom bij de bodem berekend worden. De verschillen kunnen verklaard worden uit de verschillen in de bepaling van de randvoorwaarden voor de bepaling van de integratieconstanten in de bewegingsvergelijking.

Een ander interessant verschil is, dat het hier toegepaste

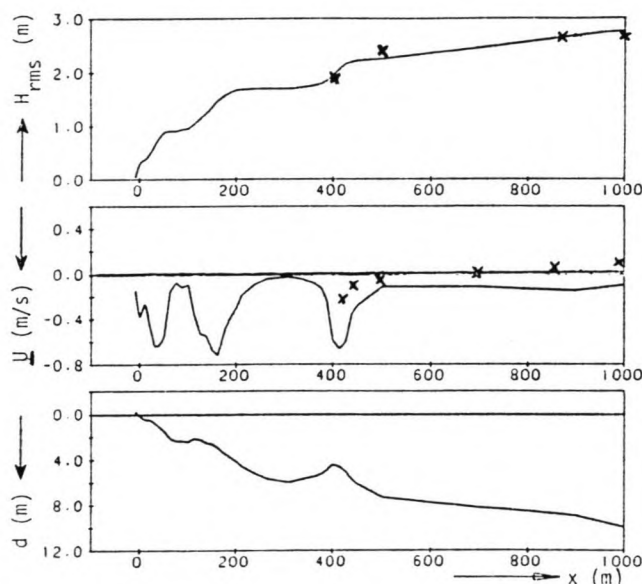


fig 4.13: Vergelijking van de bodemsnelheid \underline{u} .

— : berekend door DV & S. x : huidige model.

model op diep water een positieve snelheid berekent. i.t.t. het model van De Vriend en Stive. In de modellering van DV & S wordt op diep water een negatieve retourstroom berekend, omdat er reeds op diep water breking van golven optreedt (zie fig.4.13). Er zal in de huidige modellering een zandtransport optreden van diep water naar de kust toe. In de huidige modellering beginnen de golven later te breken (ongeveer $x = 870 \text{ m.}$), waardoor er later een negatieve retourstroom wordt berekend. Daar waar deze twee stromingen evenwicht maken zal zeer waarschijnlijk een brandingsrug ontstaan. Hiermee stuiten we, via een iets andere weg, op dezelfde verklaring voor het ontstaan van brandingsruggen, als Dyhr-Nielsen en Sørensen (1970) geven. Zij stellen dat er stromingen zullen ontstaan door de gradienten in de radiationstress en de set-up. De stroming zal eerst naar de kust toe gericht zijn, na het breken van golven van de kust af. Bij de bran-

dingsrug maken de beide stromingen evenwicht. Het is op grond van deze overwegingen te verwachten, dat er bij het bepalen van de evenwichtshelling brandingsruggen zullen optreden.

De behandeling van de retourstroom wordt hiermee afgesloten. In de volgende paragraaf komt de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ aan de orde.

4.4 De evenwichtshelling

Bailard (1981) geeft als een specifiek geval van zijn sediment transportformule (loodrecht invallende golven, verwaarloosbaar langstransport) de volgende uitdrukking voor het tijdsgemiddelde "immersed weight" dwarstransport (eenheid: kg/s^3):

$$\langle i \rangle = \langle i_b \rangle + \langle i_s \rangle = \rho c_f (\epsilon_b / \tan \Phi) [\langle |u|^2 u \rangle - (\tan \beta / \tan \Phi) \langle |u|^3 \rangle] + \rho c_f (\epsilon_s / W) [\langle |u|^3 u \rangle - (\epsilon_s / W) \tan \beta \langle |u|^5 \rangle] \quad 2.2 \text{ (herh.)}$$

Hierin is $u = \underline{u} + \bar{u}$ met \underline{u} = de gemiddelde retourstroom bij de bodem, \bar{u} = de veranderlijke component van de snelheid, $\langle i \rangle$ = het totale tijdsgemiddelde dwarstransport in een kustprofiel (samengesteld uit bodemtransport $\langle i_b \rangle$, en suspensie-transport $\langle i_s \rangle$), c_f = wrijvingscoëfficiënt, gelijk aan $0.5 f_w$, met f_w = de wrijvingsparameter volgens Swart (1974), Φ = interne wrijvingshoek van het sediment, $\tan \beta$ = helling van het talud, W = valsnelheid van sedimentdeeltje in water, ϵ_b en ϵ_s = efficiëntiefactoren, die aangeven hoeveel golfenergie ten goede komt aan het transport.

Bailard neemt als tekenafspraak, dat een stijgend talud een positieve helling heeft. Gezien de tekenafspraken in de vorige paragraaf wordt een kustwaarts stijgende helling aangenomen als negatief. Dit is belangrijk om te onthouden, voor de interpretatie van de resultaten van de berekening.

Voor het volume transport $\langle q \rangle$ (eenheid: m^2/s) kan m.b.v (2.3) worden geschreven:

$$\langle q \rangle = c_f \epsilon_b / \{ \Delta g (1-n) \tan \Phi \} [\langle |u|^2 u \rangle - (\tan \beta / \tan \Phi) \langle |u|^3 \rangle] + c_f \epsilon_s / \{ \Delta g (1-n) W \} [\langle |u|^3 u \rangle - (\epsilon_s / W) \tan \beta \langle |u|^5 \rangle] \quad (4.48)$$

met $\Delta = (\rho_s - \rho) / \rho$.

Er wordt gesteld, dat de evenwichtshelling $\tan \beta_e$ optreedt, wanneer het totale tijdsgemiddelde dwarstransport $\langle q \rangle$ gelijk is aan 0. Hiermee volgt uit (4.48) voor de evenwichtshelling $\tan \beta_e$:

$$\tan \beta_e = \frac{\Delta g (1-n) c_f [(\epsilon_b / \tan \Phi) \langle |u|^2 u \rangle + (\epsilon_s / W) \langle |u|^3 u \rangle]}{\Delta g (1-n) c_f [(\epsilon_b / \tan^2 \Phi) \langle |u|^3 \rangle + (\epsilon_s^2 / W^2) \langle |u|^5 \rangle]} \quad (4.49)$$

Vergelijking (4.49) wordt uitgewerkt met gebruikmaking van de volgende notaties van Stive (1986):

$$u = \underline{u} + \underline{v}, \quad (4.50) \text{ a.}$$

$$\underline{v} = u_1 \cos \omega t + u_2 \cos (2\omega t + \phi) \\ \text{met } u_1 > u_2 \quad \text{b.}$$

$$\delta_y = \underline{u}/u_1 \quad \text{c.}$$

$$\Psi_1 = \langle \underline{v}^3 \rangle / u_1^3 \quad \text{d.}$$

$$\Psi_2 = \langle |u|^3 \underline{v} \rangle / u_1^4 \quad \text{e.}$$

$$\langle u^3 \rangle = \langle |u|^3 \rangle / u_1^3 \quad \text{f.}$$

$$\langle u^5 \rangle = \langle |u|^5 \rangle / u_1^5 \quad \text{g.}$$

In de uitwerking worden de hogere ordes van \underline{u} verwaarloosd t.o.v. \underline{v} . De term $\langle |u|^2 u \rangle$ wordt bijvoorbeeld geschreven als:

$$\langle |u|^2 u \rangle = u_1^3 (\Psi_1 + 3/2 \delta_y) \quad (4.51)$$

Met gebruikmaking van de gegeven notaties (4.50 a.) t/m (4.50 g.) voor de uitwerking van alle termen in (4.49) volgt voor de evenwichtshelling $\tan \beta_e$:

$$\tan \beta_e = \frac{\Delta g(1-n) c_f [(\epsilon_b / \tan \phi) u_1^3 (\Psi_1 + 3/2 \delta_y) + (\epsilon_s / W) u_1^4 (\Psi_2 + \delta_y \langle u^3 \rangle)]}{\Delta g(1-n) c_f [(\epsilon_b / \tan^2 \phi) u_1^3 \langle u^3 \rangle + (\epsilon_s^2 / W^2) u_1^5 \langle u^5 \rangle]} \quad (4.52)$$

Vergelijking (4.52) is onoverzichtelijk. Daarom wordt (4.52) herschreven door gebruik te maken van formuleringen van Stive (1986). In deze formuleringen wordt onderscheid gemaakt tussen het transport door de asymmetrie van golven $\langle q_{as} \rangle$, het transport door de "undertow" $\langle q_{un} \rangle$ en het transport door de helling van het talud $\langle q_{sl} \rangle$. Stive schrijft voor de genoemde componenten:

$$\langle q_{as} \rangle = F_b \Psi_1 + F_s \Psi_2. \quad (4.53)$$

$$\langle q_{un} \rangle = F_b 3/2 \delta_y + F_s \delta_y \langle u^3 \rangle \quad (4.54)$$

$$\langle q_{sl} \rangle = F_b (\tan \beta_e / \tan \phi) \langle u^3 \rangle + F_s (u_{rms} / W) \epsilon_s \tan \beta_e \langle u^5 \rangle. \quad (4.55)$$

Hierin zijn F_b en F_s als volgt bepaald:

$$F_b = \frac{c_f \epsilon_b (u_{rms})^3}{\tan \phi \Delta g(1-n)} \quad (4.56)$$

$$F_s = \frac{c_f \epsilon_s (u_{rms})^4}{\Delta g(1-n) W} \quad (4.57)$$

Hiermee is 4.52 te schrijven in de vorm:

$$\tan \beta_e = \frac{\langle q_{as} \rangle + \langle q_{un} \rangle}{\langle q_{sl} \rangle / \tan \beta_e} \quad (4.58)$$

Hier staat de simpele relatie, dat het hellingstransport evenwicht maakt met het transport door de asymetrie van de golven en het transport door de "undertow". Dit is een precisering van het startpunt van de afleiding, dat het transport $\langle q \rangle = 0$.

De verschillende termen die een rol spelen in vgl. (4.52) moeten nu bepaald worden. Stive (1986) geeft als een nadere uitwerking van (4.52), eveneens bij verwaarlozing van hogere ordes van \underline{u} t.o.v. \underline{u} , de volgende formuleringen:

$$u_{\text{a}}^4 \psi_2 = \langle |\underline{u}|^3 \underline{u} \rangle + 3 \underline{u} \langle |\underline{u}|^3 \rangle \quad (4.59) \text{ a.}$$

$$u_{\text{a}}^3 (u_3^{\text{a}}) = \langle |\underline{u}|^3 \rangle + 3 \underline{u} \langle |\underline{u}| \underline{u} \rangle \quad (4.59) \text{ b.}$$

$$u_{\text{a}}^5 (u_5^{\text{a}}) = \langle |\underline{u}|^5 \rangle + 5 \underline{u} \langle |\underline{u}|^3 \underline{u} \rangle \quad (4.59) \text{ c.}$$

Om de uitdrukkingen (4.59) te bepalen moeten de volgende machten van de veranderlijke component \underline{u} van de snelheid benaderd worden:

$$\langle \underline{u}^3 \rangle, \langle |\underline{u}|^3 \underline{u} \rangle, \langle |\underline{u}|^3 \rangle, \langle |\underline{u}| \underline{u} \rangle, \langle |\underline{u}|^5 \rangle. \quad (4.60)$$

Guza en Thornton (1985) hebben, door voor de snelheden \underline{u} een Gaussische verdeling aan te nemen, theoretische schattingen gegeven voor de volgende machten:

$$\langle |\underline{u}|^3 \rangle = 1.60 \langle \underline{u}^2 \rangle^{3/2} \quad (4.61)$$

$$\langle |\underline{u}|^5 \rangle = 6.38 \langle \underline{u}^2 \rangle^{5/2} \quad (4.62)$$

$\langle \underline{u}^2 \rangle$ berekenen Guza en Thornton volgens:

$$\langle \underline{u}^2 \rangle = s_{\underline{u}}^2 \quad (4.63)$$

met $s_{\underline{u}}^2$ de variantie van de Gaussische verdeling voor de snelheden \underline{u} . De variantie $s_{\underline{u}}$ kan bepaald worden met de lineaire theorie (Stive, 1986). De grootte $s_{\underline{u}}$ zal in het vervolg aangeduid worden met u_{rms} :

$$s_{\underline{u}} = u_{\text{rms}} = \pi H_{\text{rms}} / (T \sinh(kh)) \quad (4.64)$$

De grootte u_{rms} wordt dimensieloos gemaakt door deling met gT . Vergelijking (4.64) wordt dan geschreven volgens:

$$u_{\text{rms}}/gT = 1/(4\pi) (H_{\text{rms}}/h) k_0 h / \sinh(kh) \quad (4.65)$$

In (4.65) is gebruik gemaakt van de betrekking (4.66):

$$k_0 = (2\pi)^2 / (gT^2). \quad (4.66)$$

De drie andere machten van de veranderlijke component \underline{u} zijn 0 voor lineaire sinusvormige golven. Er moet daarom een schatting gemaakt worden op basis van een niet lineaire benadering van het golfbeeld. Met (4.50) a. leidt Bowen (1981) de volgende uitdrukkingen af:

$$\langle \underline{u}^3 \rangle = 3/4 u_{\text{a}}^2 u_{2\text{a}} \cos \phi \quad (4.67)$$

$$\langle |\underline{u}|^3 \underline{u} \rangle = 16/5 u_{\text{a}}^3 u_{2\text{a}} \cos \phi \quad (4.68)$$

Er wordt gewezen op het feit, dat de benaderingen van Bowen en Stive in (4.68) hier een factor 3/4 verschillen. De benadering van Bowen wordt gevolgd, temeer omdat Stive in een latere uitwerking dat ook doet. Voor de oneven macht $\langle |\eta|^3 \rangle$ wordt in de literatuur geen benadering gegeven. De term (u_3^4) wordt daarom, in navolging van Bailard (1981) benaderd met de simpele uitdrukking:

$$u_3^3 (u_3^4) = \langle |\eta|^3 \rangle \quad (4.69)$$

Stive (1986) merkt op, dat voor brekende golven de faseverschuiving ϕ die voorkomt in (4.67) en (4.68) oploopt van 0 bij de brekerlijn, tot $\pi/2$ bij de strandlijn. Voor brekende golven verdwijnt uiteindelijk de invloed van de oneven machten. De invloed van de oneven machten brengt Stive daarom alleen in rekening voor niet brekende golven, en wel door de termen in (4.67) en (4.68) te vermenigvuldigen met $(1-Q_b)$. Hierin is Q_b de fractie van brekende golven. Als niet-lineaire benadering voor het golfbeeld wordt gebruik gemaakt van een tweede-orde Stokes benadering, waarin de faseverschuiving ϕ gelijk wordt gesteld aan 0. Vergelijking (4.50) b. wordt dan:

$$\eta = u_b \cos \omega t + [3/4 u_b^2 / \{c \sinh^2(kh)\}] \cos 2\omega t \quad (4.70)$$

Dit levert voor de term u_{2b} uit (4.50 b.) de volgende uitdrukking:

$$u_{2b} = [3/4 u_b^2 / \{c \sinh^2(kh)\}] \quad (4.71)$$

Wanneer (4.71) ingevuld wordt in (4.67) en (4.68) volgt er:

$$\langle \eta^3 \rangle = (1-Q_b) 9/16 u_b^4 / \{c \sinh^2(kh)\} \quad (4.72)$$

$$\langle |\eta|^3 \eta \rangle = (1-Q_b) 12/(5\pi) u_b^5 / \{c \sinh^2(kh)\} \quad (4.73)$$

Voor u_b neemt Stive, zoals gezegd, de u_{rms} behorend bij de H_{rms} van een onregelmatig golfveld.

Met de voorgaande schattingen kunnen de termen die in (4.52) een rol spelen bepaald worden. Voor de inzichtelijkheid wordt de notatie gebruikt waarin de bijdragen van de asymetrie, de "undertow" en de helling aan het transport uitgesplitst zijn. In dit rapport wordt echter een benadering m.b.v. dimensieloze variabelen gebruikt. Daarom worden de uitdrukkingen (4.53) t/m (4.57) herschreven. Het transport $\langle q_{as} \rangle$ wordt bijvoorbeeld dimensieloos gemaakt door te delen door $g^2 T^3$. De term $(\epsilon_s/W) u_b^4$ uit de teller van (4.52) gecombineerd met de factor g uit de noemer van (4.52) is hiermee dimensieloos te schrijven als:

$$(\epsilon_s/W) u_b^4 = \epsilon_s (H_{rms}/WT) (h/H_{rms}) (2\pi)^2/k_0 h (u_{rms}/gT)^4 \quad (4.74)$$

In dimensieloze vorm geschreven worden de uitdrukkingen (4.53) t/m (4.57):

$$\langle q_{as} \rangle_{dim} = F b_{dim} \Psi_1 + F s_{dim} \Psi_2 \quad (4.75)$$

$$\langle q_{un} \rangle_{dim} = F b_{dim} 3/2 \delta_u + F s_{dim} \delta_u (u_3^4) \quad (4.76)$$

$$\langle q_{sl} \rangle_{dim} = F b_{dim} (\tan \beta_e / \tan \phi) (u_3^4) + F s_{dim} (H_{rms}/WT) (h/H_{rms}) (2\pi)^2 / k_0 h (u_{rms}/gT) \epsilon_s \tan \beta_e (u_5^4) \quad (4.77)$$

$$F b_{dim} = \frac{c_f \epsilon_b}{\tan \phi \Delta (1-n)} (u_{rms}/gT)^3 \quad (4.78)$$

$$F s_{dim} = \frac{c_f \epsilon_s}{\Delta (1-n)} (H_{rms}/WT) (h/H_{rms}) (2\pi)^2 / k_0 h (u_{rms}/gT)^4 \quad (4.79)$$

Vergelijking (4.58) wordt hiermee geschreven als:

$$\tan \beta_e = \frac{\langle q_{as} \rangle_{dim} + \langle q_{un} \rangle_{dim}}{\langle q_{sl} \rangle_{dim} / \tan \beta_e} \quad (4.80)$$

Er is hiermee een relatie afgeleid voor $\tan \beta_e$, die te schrijven is als:

$$\tan \beta_e = f_1 (kh, s_0, H_{rms}/WT). \quad (4.81)$$

Om een vergelijking mogelijk te maken met resultaten van Bailard, worden enkele resultaten zodanig herschreven, dat er de volgende relatie ontstaat:

$$\tan \beta_e / a k_0 = f_2 (k_0 h, s_0, a\omega/W) \quad (4.82)$$

met $\omega = 2\pi/T$.

In de volgende paragraaf zullen de resultaten van deze berekening worden gegeven.

4.5 Resultaten en vergelijking met Bailard

Voor de numerieke uitwerking van (4.52) moeten waarden worden aangenomen voor verschillende coëfficiënten. Voor ϵ_s en ϵ_b neemt Stive (1986) in navolging van Bailard (1982) de waarden van respectievelijk 0.02 en 0.10. Deze waarden geven aan, dat 2 % en 10 % van de golfenergie gebruikt wordt voor resp. suspensie- en bodemtransport. Vooral de waarde van ϵ_s is moeilijk te bepalen, omdat het hier maar een zeer klein percentage van de golfenergie betreft. Voor ϕ , de interne hoek van wrijving van het sediment wordt een waarde van 32 graden aangenomen, een waarde die van toepassing is voor zand. Voor de wrijvingscoëfficiënt c_f is door Swart (1974) een formule opgesteld waarin de bodemruwheid, en de orbitaalsnelheid van de golven als variabelen worden gebruikt. Er wordt hier, in navolging van Stive (1986) een constante c_f aangenomen met de waarde 0.01.

De valsnelheid van een sedimentdeeltje kan worden bepaald m.b.v. empirische formules (o.a. Vellinga, 1986). Voor de dimensieloze parameter voor de valsnelheid van de sedimentdeeltjes worden 5 verschillende waarden tussen $100/\pi$ en 0 gekozen. Deze waarden zijn zo gekozen, dat een vergelijking gemaakt kan worden met berekeningen van

Bailard. Om een indruk te krijgen van de waarde van H_{rms}/WT , wordt deze parameter berekend voor de golfomstandigheden van de situaties, die in dit rapport zijn gebruikt ter verificatie van de modellen. In tabel 4.3 zijn de parameters gegeven.

Omschrijving	T (s)	H (m)	D_{50} (mm)	H_{rms}/WT (-)
Test 7301B Swart (par.2.5)	1.04	0.07	0.170	3.64
Test 1 S & W (par.4.3)	1.79	0.178	0.170	5.52
Metingen bij Egmond (par.4.3)	8.7	2.78	0.250	10.6

Tabel 4.3: Illustratie van waarden van H_{rms}/WT

In fig. 4.13 wordt het verloop weergegeven van $\tan\beta_e$ volgens (4.80) met $s_0 = 0.01$. De grootte H_{rms}/WT varieert in 5 stappen tussen $100/\pi$ en 0.

De figuren 4.14 tot en met 4.16 geven $\tan\beta_e$ voor waarden van s_0 van resp. 0.02, 0.03 en 0.04. Volgens de tekenafspraken duidt een negatieve waarde van $\tan\beta_e$ op een landwaarts stijgend talud.

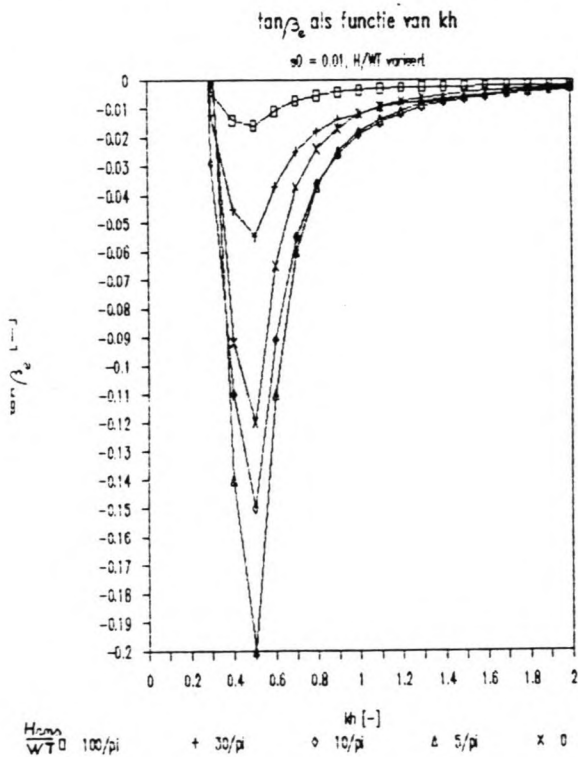


fig.4.13: $\tan\beta_e$ als functie van kh
 $s_0 = 0.01$

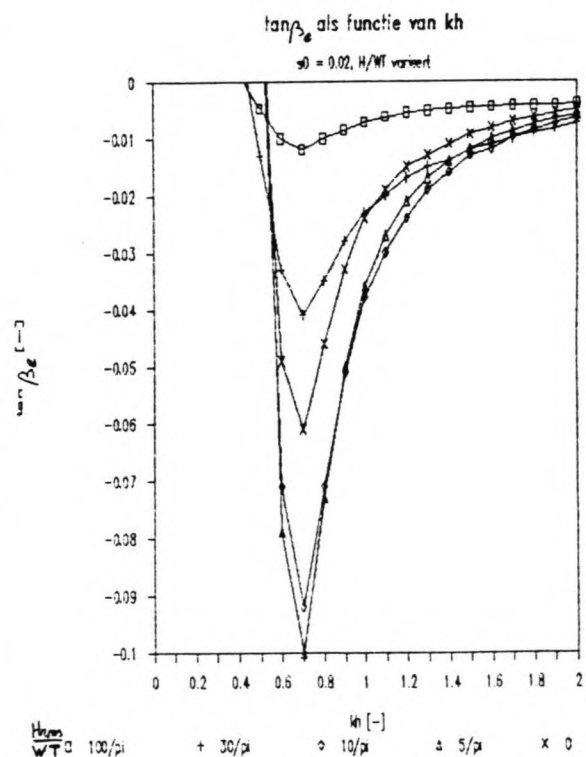


fig.4.14: $\tan\beta_e$ als functie van kh
 $s_0 = 0.02$

Allereerst valt in deze figuren op, dat de absolute grootte van de helling van het talud eerst toeneemt met afnemende diepte, maar daarna afneemt tot 0, en van teken wisselt. We zien, dat in de huidige benadering in een evenwichtstoestand er een brandingsrug zal optreden. Er wordt gewezen op het feit, dat de berekeningen van $\tan\beta_e$ slechts geldig zijn tot aan de eerste brandingsrug. De reden hiervoor is, de beperktheid van het golfvoortplantings- en dissipatiemodel. Dit

model berekend de waarde van H_{rms}/h voor stijgende taluds. Voor het gebied tussen de brandingsrug en de kust is het model niet meer geldig.

De brandingsrug treedt bij toenemende golfsteilheid bij steeds

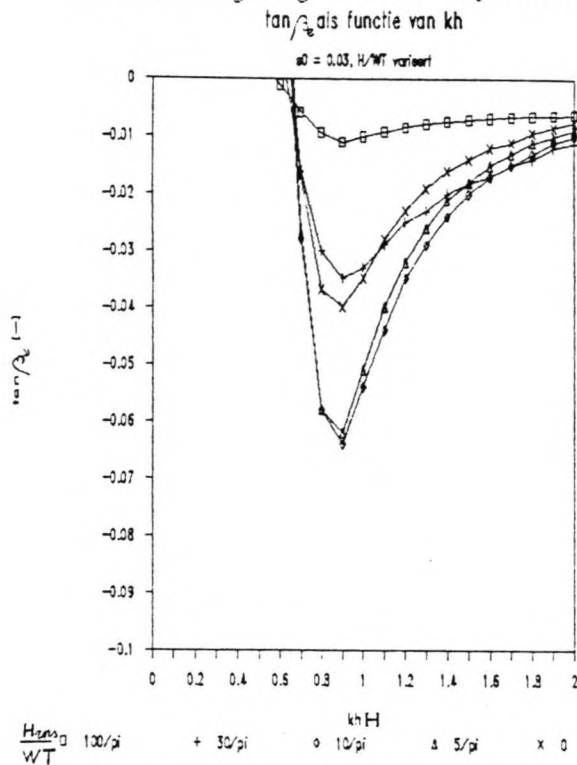


fig.4.15: tan β_e als functie van kh
s0 = 0.03

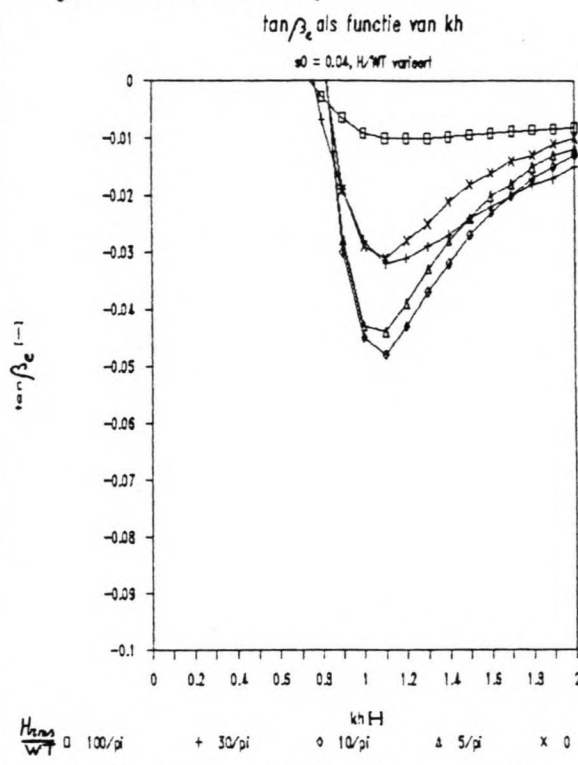


fig.4.16: tan β_e als functie van kh
s0 = 0.04

grotere diepte op. Voor kleine golfsteilheid ($s_0 = 0.01$) treedt de rug op bij $kh \approx 0.3$. Dit is voor golven met een periode $T = 8$ s. op een diepte van ± 1.5 m. Voor grote golfsteilheid ($s_0 = 0.04$) treedt de brandingsrug op bij $kh \approx 0.8$. Dit is voor dezelfde golfperiode op een diepte van ± 8.5 m.

Deze waarde wordt gecontroleerd m.b.v de testberekening uit hoofdstuk 2. In deze test 7301B van Swart zijn de volgende golfparameters gebruikt:

$s_0 = 0.041$,
 $t = 1.04$ s.

Dit geeft voor de plaats van de top van de brandingsrug $kh = 0.86$. Dit

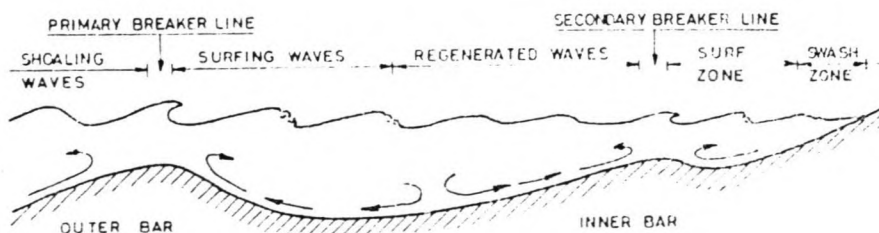


fig.4.17: Strooming bij de bodem en brandingsruggen volgens Dyhr-Nielsen en Sørensen.

is op een diepte van 0.161 m. Uit de testsimulatie m.b.v. Crostran blijkt, dat de waarde van het bijna horizontale deel van het profiel ligt op een diepte van 0.23 m. (zie fig.2.8) Dit wijkt aanzienlijk af. Een reden hiervoor kan zijn, dat in de simulatie met Crostran de evenwichtshelling van het hele talud nog niet bereikt was.

Bij een brandingsrug op grote diepte zal niet alle golfenergie op de brandingsrug gedissipeerd worden, een deel zal de rug passeren. Na de rug zal de golfhoogte door negatieve shoaling wat afnemen. Dit introduceert een positieve retourstroom, wat weer zal resulteren in een stijging van het talud. Dan treedt er opnieuw breking op, waarbij, afhankelijk van de hoeveelheid gepasseerde energie er opnieuw een brandingsrug kan ontstaan. In fig 4.17 wordt dit schematisch weergegeven. Dit is het beeld, zoals Dyhr-Nielsen en Sørensen (1970) de ontwikkeling van brandingsruggen hebben geschetst.

De absolute waarde van de evenwichtshelling varieert algemeen gesproken van 1 : 500 op diep water tot 1 : 5 voor $s_0 = 0.01$ en 1 : 20 voor $s_0 = 0.04$. Hieruit blijkt, dat steile golven het talud willen afvlakken, en dat golven met een kleine golfsteilheid het talud opbouwen.

Bij toenemende valsnelheden van het sediment neemt de helling van het talud toe. Wanneer suspensietransport verwaarloosd wordt ($H_{rms}/WT = 0$) worden kleinere hellingen berekend, dan bij het in rekening brengen van weinig suspensietransport ($H_{rms}/WT = 5/\pi$). Dit is een aanwijzing, dat suspensietransport één van de kustopbouwende invloeden is.

Bailard heeft bij de presentatie van zijn transportformule een berekening gegeven van de gemodificeerde evenwichtshelling $\tan\beta/ak_0$ als functie van k_0h en $a\omega/W$ (Bailard, 1981) Het verschil tussen de huidige berekening, en de berekening van Bailard is ten eerste de waarden van de constanten e_s en e_b . Deze waarden waren resp. 0.025 en 0.21. Ten tweede verschilde de modellering van de tijdgemiddelde retourstroom \underline{u} bij de bodem. Bailard berekent \underline{u} m.b.v. een relatie in grootte orde gelijk aan

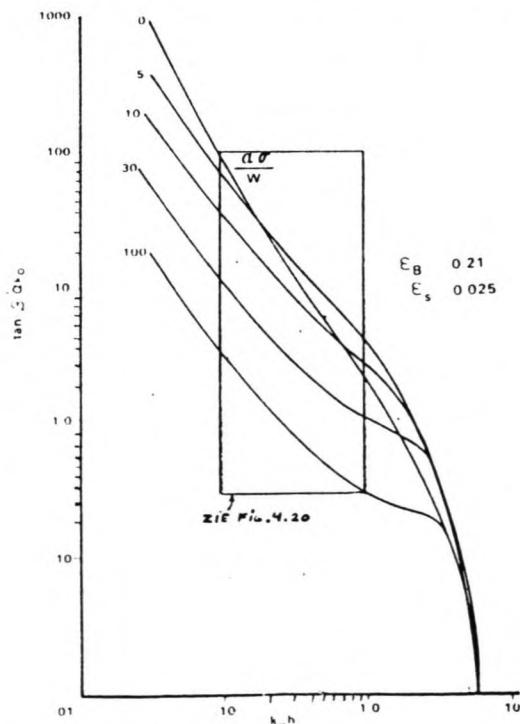


fig.4.18. Evenwichtshelling volgens Bailard (grafiek Bailard)

de "conduction solution" van Longuet Higgins. Hiermee treedt er alleen een positieve, kustopbouwende stroom bij de bodem op. In het huidige model is deze benadering alleen gebruikt voor niet-brekende golven. Bailard rekent daarnaast met eenvoudige benaderingen van de machten van de veranderlijke snelheid, zoals die uit (4.49) volgen. In fig 4.18 staat het verloop van $\tan\beta_e/ak_0$ volgens Bailard. In fig 4.19 is de huidige berekening weergegeven voor $s_0 = 0.02$. In fig 4.20 is de berekening van Bailard op dezelfde schaal weergegeven als gebruikt is voor het huidige model. Het blijkt, dat er aanzienlijke verschillen optreden, die volgen uit de modellering van de retourstroom langs de bodem.

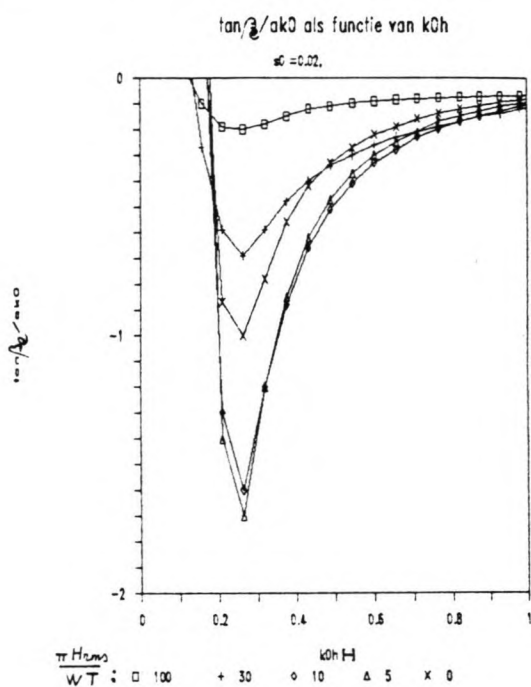


fig.4.19. Evenwichtshelling volgens huidig model

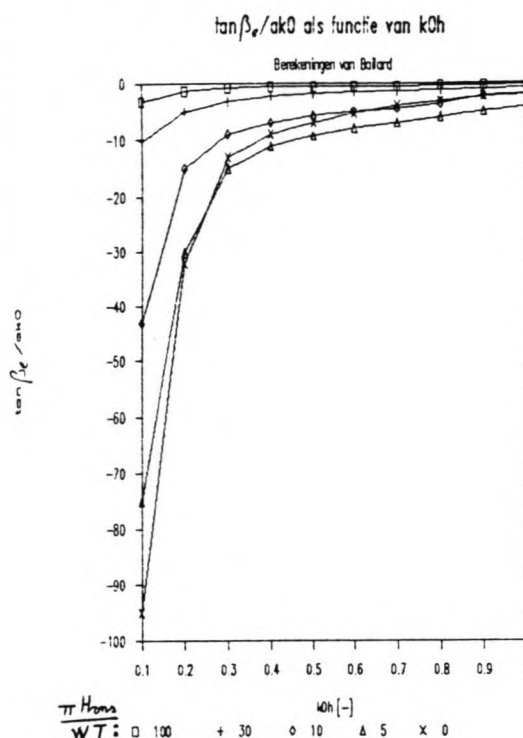


fig.4.20 Evenwichtshelling volgens Bailard (opnieuw geschaald)

Om een beeld te geven van de sterke correlatie tussen de retourstroom bij de bodem, en de evenwichtshelling van het talud, wordt in fig.4.21 het verloop weergegeven van de dimensieloze retourstroom \underline{u}/gT volgens (4.48) als functie van kh bij een waarde van $s_0 = 0.02$.

Bij vergelijking van fig.4.21 met fig.4.14 blijkt, dat direct met een tekenomslag in de retourstroom de helling van het talud niet meer toeneemt, maar gaat afnemen. De retourstroom is dus van groot belang bij het bepalen van de evenwichtshelling.

De variabele $\tan \beta_e$ is nu bekend als functie van de dimensieloze parameter kh waarin de invloed van de diepte is opgenomen. De grootte van $\tan \beta_e$ kan geschreven worden als:

$$\tan \beta_e = \frac{\partial k_0 h}{\partial k_0 x_e} \tag{4.83}$$

met $k_0 x_e$ = de dimensieloze x-coördinaat van het evenwichtsprofiel. Het dimensieloze evenwichtsprofiel voor een vaste waarde van s_0 en de

dimensieloze sedimentparameter H_{rbs}/WT kan bepaald worden door integratie van de reciproke waarde van $\tan \beta_e$ over de

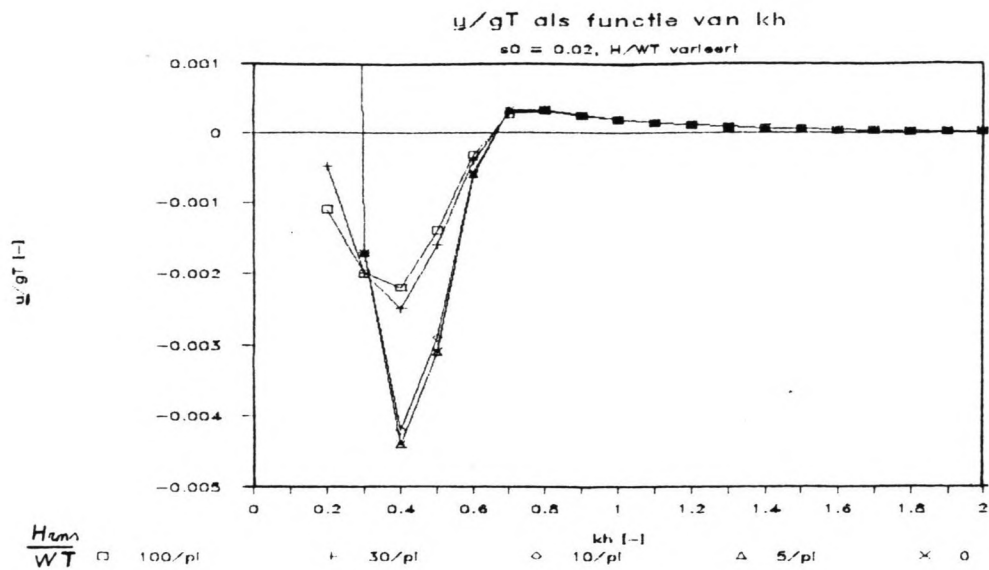


fig.4.21: \underline{u}/gT als functie van kh bij $s_0 = 0.02$, H_{rbs}/WT varieert
dimensieloze hoogte k_0z volgens (4.84)

$$k_0 x = \int_0^{k_0 h} \frac{1}{\tan \beta_e} dz \quad (4.84)$$

met $k_0 h$ = de dimensieloze diepte waarvoor de x -coördinaat wordt bepaald. Als nulpunt voor de x -coördinaat wordt de top van de eerste brandingsrug genomen.

In fig.4.22 wordt het dimensieloos evenwichtsprofiel gegeven voor $s_0 = 0.03$ en de dimensieloze parameter voor het sediment $H_{rbs}/WT = 30/\pi$. Op de horizontale as staat de dimensieloze x -coördinaat $k_0 x_e$. Verticaal staat de dimensieloze diepte. De schaal loopt van boven naar beneden.

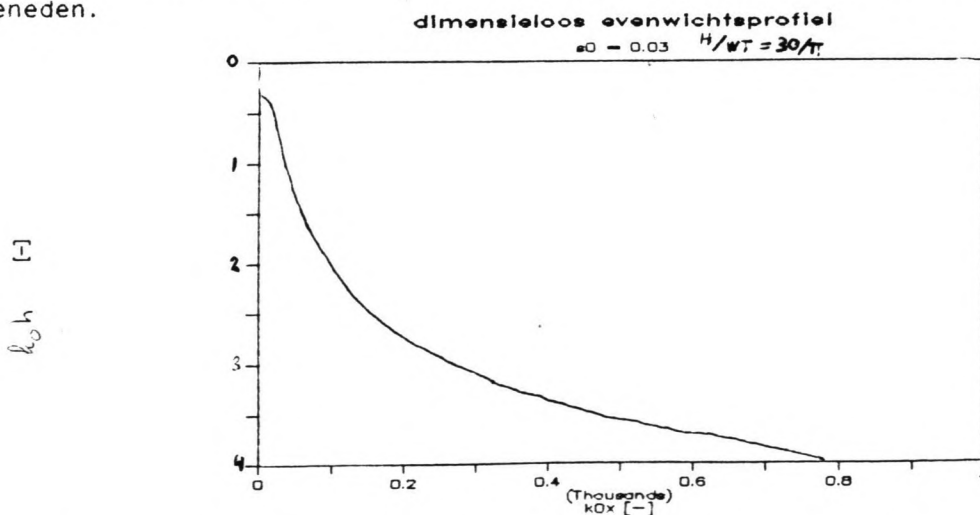


fig.4.22 : Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.03$, $H_{rbs}/WT = 30/\pi$.

Uit fig.4.22 blijkt duidelijk de diepte van de brandingsrug ($\pm kh = 0.35$). De vorm van het profiel is bijna parabolisch. dicht bij de kust wordt er een steil evenwichtsprofiel berekend. In fig.4.23 is voor dezelfde sedimentparameter, maar voor $s_0 = 0.01$ het evenwichtsprofiel gegeven.

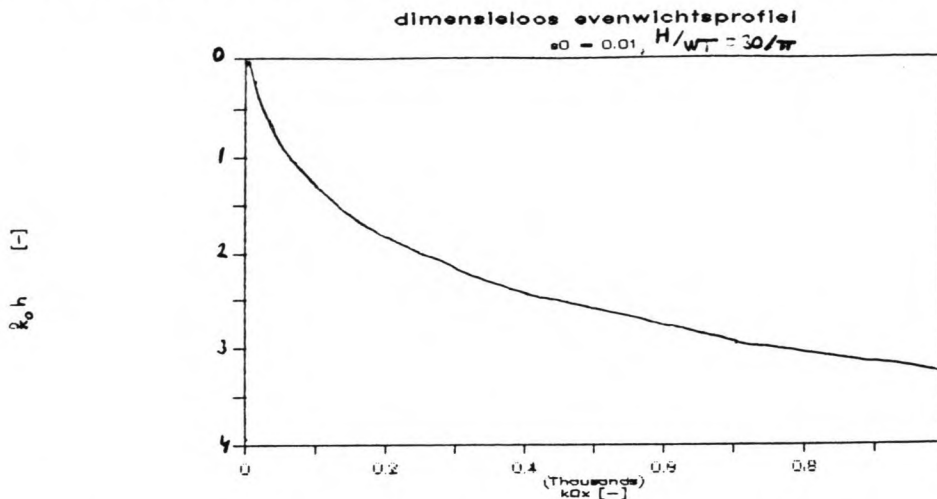


fig.4.23 : Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.01$, $H_{rbs}/W_T = 30/\pi$.

Het blijkt, dat de top van de brandingsrug voor $s_0 = 0.01$ ligt op de diepte van $\pm kh$ 0.09. Het blijkt, dat voor kleine golfsteilheden bijna het hele evenwichtsprofiel is berekend. Ook in fig.4.23 is het profiel bijna parabolisch. T.o.v. fig.4.22 is het evenwichtsprofiel duidelijk vlakker. In Appendix F worden meer profielen gegeven. Daar wordt ook een vergelijking gemaakt van de profielen bij vaste golfsteilheid s_0 en variërende parameter H_{rbs}/W_T . Uit de vergelijking kan geconcludeerd worden, dat voor zeer grof sediment ($H_{rbs}/W_T = 0$) het profiel steil wordt, en voor zeer fijn sediment ($H_{rbs}/W_T = 100/\pi$) het profiel zeer vlak wordt. Voor de tussenliggende waarden van de sedimentparameter is het beeld niet zo duidelijk.

Er kan geconcludeerd worden:

1. De berekening van $\tan\beta_e$ volgens het huidige model levert redelijke resultaten.
2. De modellering van de retourstroom is van het grootste belang voor de bepaling van de evenwichtshelling. Er dient een zo groot mogelijke nauwkeurigheid te worden nagestreefd, daar elke afwijking zich direct zal doen gelden in de berekening van de evenwichtshelling.
3. Voor een nader onderzoek van de evenwichtshelling in het gebied achter de brandingsruggen moet een golfvoortplantings- en dissipatiemodel worden gebruikt dat het effect van de weg die een golf heeft afgelegd opneemt, via bijvoorbeeld de variabele kx . De relatie van H_{rbs}/h met s_0 en kh wordt daarmee uitgebreid tot de relatie:

$$H_{rbs}/h = f(s_0, kh, kx) \quad (4.85)$$

In hoofdstuk 6 worden nadere conclusies getrokken. In het nu komende hoofdstuk wordt nader aangegeven hoe de afgeleide uitdrukking voor de constante T_0 berekend kan worden. Daarbij zal gebruik worden gemaakt van de evenwichtshelling, zoals die hier is berekend.

Hoofdstuk 5: BEREKENING CONSTATE SY UIT DE EVENWICHTSHELLING

5.1 Aanpak en aannamen

In dit hoofdstuk zal worden aangegeven hoe daadwerkelijk de tijdconstante T_0 berekend kan worden. In hoofdstuk 2 zijn al enige opmerkingen gemaakt over de tijdconstante T_0 . Voor de test 7301 B van Swart, die daar uitgebreid is behandeld is ook het verloop van de tijdconstante over de hoogte van het D-profiel berekend (zie fig.2.15). Deze tijdconstante varieerde tussen 40 en 180 uur. Uit zo'n verloop kan niet geconcludeerd worden, dat T_0 constant is over de hoogte van het D-profiel. Uit de overige metingen van Swart is ook niet op te maken, dat de tijdconstante constant is voor het hele profiel. In de nu volgende benadering van de tijdconstante wordt echter toch gekozen voor één tijdconstante die kenmerkend is voor het hele profiel. Deze benadering beperkt de hoeveelheid rekenwerk aanzienlijk, en de tijdconstante wordt een functie van slechts 2 variabelen, de golfsteilheid, en de dimensieloze valsnelheid. Wanneer deze benadering niet zal blijken te voldoen kan deze aanname vervallen, en wordt T_0 berekend als een functie van de vorige twee variabelen en de parameter kh .

In de inleiding van hoofdstuk 4 is de volgende formulering afgeleid voor de dimensieloze tijdconstante T_0/T (4.5) herh.:

$$\frac{T_0}{T} = \frac{\Delta\beta k_0^2 u_0}{\beta_e k_0^2 T S_y} \quad (4.5) \text{ herh.}$$

met $\Delta\beta = \beta_e - \beta$.

De dimensieloze variabele $k_0^2 N_0$ kan worden berekend uit o.a. een variabele $k_0 x_e$ die een maat is voor de evenwichtsligging van het profiel. Deze evenwichtsligging als functie van de diepte wordt bepaald uit de integraal van de evenwichtshelling over de diepte. Deze is in formulevorm (4.84) herh.:

$$k_0 x_e = \int_0^{k_0 h} \frac{1}{\tan\beta_e} \partial(k_0 z) \quad (4.84)$$

Met $k_0 h$ = de waarde van $k_0 h$ waarvoor we dimensieloze x -coördinaat bepaald wordt. Om een profiel te verkrijgen, dat afwijkt van de evenwichtstoestand worden de hoeken β van het afwijkende profiel berekend uit de hoeken β_e van het evenwichtspfiel volgens:

$$\beta = \beta_e (1 + 0.05) \quad (5.1)$$

Hiermee wordt de veronderstelling gedaan, dat het afwijkende profiel overall dezelfde factor 1.05 steiler is dan het evenwichtspfiel. Nu de hellingen β met (5.1) bekend zijn kan een kustprofiel berekend worden op dezelfde manier als dit voor de evenwichtshelling is gedaan (5.2):

$$k_0 x = \int_0^{k_0 h} \frac{1}{\tan\beta} \partial(k_0 z) \quad (5.2)$$

met $k_0 x$ = de dimensieloze x-coördinaat van het afwijkende profiel. In fig.5.1 is een evenwichtsprofiel weergegeven, met daarin ingetekend een afwijkend profiel. Dit is een figuur die vergelijkbaar is met fig.4.2. Op dezelfde manier als in die figuur is gedaan is ook hier een verschoven evenwichtsligging, een hoeveelheid zand "te veel" N , en het punt B aangegeven. Het punt B, dat op het te steile profiel ligt zal wanneer de nieuwe evenwichtsligging is bereikt dezelfde x-coördinaat behouden hebben.

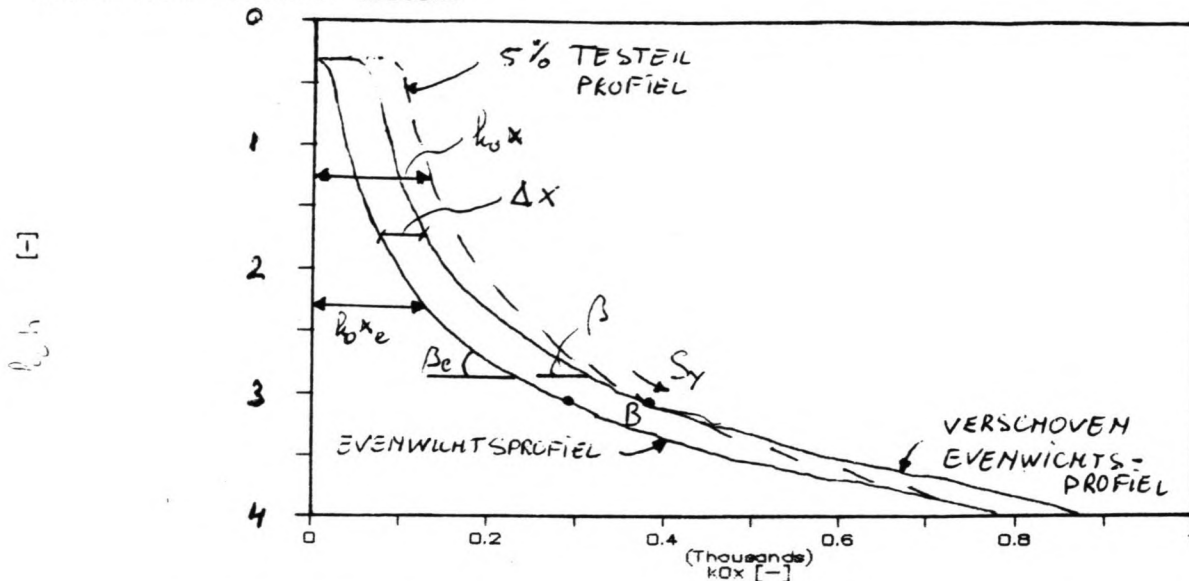


fig.5.1 : schema evenwichts- en afwijkend profiel

De verschuiving Δx van het oorspronkelijke evenwichtsprofiel naar het verschoven evenwichtsprofiel kan berekend worden uit het totale oppervlak A tussen het te steile profiel en het evenwichtsprofiel gedeeld door de hoogte van het gedeelte van het profiel dat beschouwd wordt. Dit oppervlak A wordt in dimensieloze vorm berekend met:

$$k_0^2 A = \int_0^{k_0 z_e} (k_0 x - k_0 x_e) \partial(k_0 z) \quad (5.3)$$

met $(k_0 h)_{hor.}$ de waarde van $k_0 h$ waarvoor de bodem bijna horizontaal loopt.

De verschuiving Δx wordt in dimensieloze vorm berekend met:

$$k_0 \Delta x = k_0^2 A / (k_0 h)_{hor.} \quad (5.4)$$

Voor N_0 leiden Delver en Bakker (1986) de volgende term af, die in dimensieloze vorm m.b.v k_0^2 geschreven wordt als:

$$k_0^2 N = \int_0^{k_0 z, B} (k_0 x - k_0 x_e - k_0 \Delta x) \partial(k_0 z) \quad (5.5)$$

met $k_0 z, B$ = de dimensieloze verticale coördinaat van het punt B (zie fig.5.1).

Het dimensieloze transport $k_0^2 T S_y$ in het punt B wordt m.b.v. (4.75) t/m (4.79) bepaald op:

$$k_0^2 T S_y = 16 \pi^4 \langle q \rangle_{dim} \quad (5.6)$$

$$\text{met } \langle q \rangle_{dim} = \langle q_{as} \rangle_{dim} + \langle q_{un} \rangle_{dim} - \langle q_{sl} \rangle_{dim}$$

$$k_0 = (2\pi)^2 / gT^2.$$

Deze vergelijking invullen in (4.5) levert:

$$\frac{T_0}{T} = \frac{k_0^2 N_0 \Delta\beta}{\beta_e 16 \pi^4 \langle q \rangle_{dim}} \quad (5.8)$$

Het dimensieloze transport $\langle q \rangle_{dim}$ kan worden bepaald m.b.v de formuleringen uit hoofdstuk 4. Door de keuze van het golfdissipatiemodel zal de golfhoogte H_{rms}/h in het te steile profiel in een van punt met diepte h niet anders zijn, dan de golfhoogte in een punt met dezelfde diepte h in het evenwichtsprofiel. De retourstroom zal wel veranderen doordat \underline{u}/gT een functie is van o.a. de helling $\tan \beta_e$.

Hiermee is in principe de dimensieloze tijdconstante bepaald als functie van s_0 en H_{rms}/WT . Er zijn nog geen resultaten van een berekening beschikbaar. Bij een vervolg onderzoek kan nu echter wel betrekkelijk gemakkelijk de tijdconstante bepaald worden als functie van de dimensieloze valsnelheid en de golfsteilheid..

In het volgende hoofdstuk volgen conclusies en aanbevelingen.

Hoofdstuk 6: Conclusies en aanbevelingen

In dit hoofdstuk worden ten dele eerder vermelde conclusies herhaald, en ten dele meer algemeen conclusies getrokken. Het onderzoek wordt afgesloten door aan te geven hoe het onderzoek voortgang kan vinden.

1. De Crostran conceptie is geschikt om een evenwichtshelling van een talud te bepalen als functie van kh , s_0 en de dimensieloze valsnelheid van het sediment. Er worden realistische hellingen berekend, en kenmerkende verschijnselen kunnen in het model worden waargenomen.
2. De Crostran conceptie berekent het evenwichtsprofiel van een kust zodanig, dat er brandingsruggen zullen voorkomen.
3. Het golfvoortplantings- en dissipatiemodel, gebaseerd op het model van Battjes (proefschrift, 1974), met een aangepast brekingscriterium, levert niet voldoende nauwkeurige resultaten voor alle omstandigheden. Het model is niet geschikt voor toepassing in een profiel met brandingsruggen. Dit in tegenstelling tot het latere model van Battjes en Janssen.
4. De modellering van de retourstroom, gebaseerd op het model van Stive en Wind, behoeft verbetering in de uitwerking tot een relatie tussen dimensieloze parameters.
5. Er is een uitdrukking om de tijdconstante T_0 te berekenen uit de evenwichtshelling, zoals die m.b.v. het Crostran concept is berekend.
6. Hoewel de constante T_0 een nadere invulling krijgt t.o.v. de introductie door Swart, blijft het een constante die veel informatie over het exacte verloop van het transport verbergt. Hierin toont zich het zeer globale karakter van het 2-lijnen model. Het "black-box" karakter van de tijdconstante wordt niet opgeheven.
7. De retourstroom bij de bodem heeft een zeer directe invloed op de helling van het talud.

Als aanbevelingen voor verder onderzoek wordt genoemd:

1. Met de in dit rapport gegeven formuleringen is op eenvoudige wijze de tijdconstante T_0 te bepalen. Er moet allereerst gecontroleerd worden of er kwalitatief overeenstemming is met de huidige kennis. Daarna kunnen er numerieke waarden berekend worden. Dit vergt slechts een weinig werk.
2. Het model voor de retourstroom (Stive en Wind, 1986) dient nauwkeuriger in dimensieloze parameters te worden beschreven. Het verdient aanbeveling meer recente modellen, dan het huidige, in het onderzoek te betrekken.
3. Voor een nauwkeurige bepaling van het verloop van de golfhoogte in een kustprofiel moet een model worden opgesteld, dat de invloed van brandingsruggen kan modelleren.
4. Het model Crostran (d.d. maart 1987) dient uitgebreid te worden met een model (een soort duinafslagmodel), dat een randvoorwaarde bij de waterlijn kan berekenen.

-Literatuurlijst

- Andringa, A. (1987). Onderzoek van het gedrag van een zandsuppletie bij Zeebrugge. Afstudeerverslag, Technische Universiteit Delft, vakgroep Kustwaterbouwkunde, juni 1987.
- Bailard, J.A. (1981). An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. Journal of Geophysical Research, Vol.86, no.C11, 1981, pp. 10938-10954.
- Bakker, W.T. (1968). The dynamics of a coast with a groyne system. Proc. 11th Int. Conf. Coastal Eng., London, 1968, pp.492-517.
- Bakker, W.T. en G. Delver (1986). Coastal changes caused by a shallow water sanddam in front of the Delfland coast. Delft University of Technology, study group for Coastal Research, sept 1986.
- Battjes, J.A. (1974). Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves. Doct. thesis, Delft Univ. of Techn.
- Battjes, J.A. and M.P.F.M. Janssen (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves, Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng., 1978, pp. 569-587.
- Battjes, J.A. en M.J.F. Stive (1985). Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. Journal of Geophysical Research, Vol. 90, no. C5, 1985, pp.9159-9167.
- Bowen, A.J. (1981). Simple models of nearshore sedimentation. Beach profiles and longshore bars. In: Coastline of Canada, edited by S.B. McCann, pp. 1-11, Geological Survey of Canada, Halifax, 1981.
- Buhr-Hansen, J. and I.A. Svendsen (1984). A theoretical and experimental study of undertow. Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., 1984, pp.2246-2262.
- Rijkswaterstaat afd. Kustonderzoek (1972), Wave height distribution and energy flux in the surfzone. Manuscript in. W.T. Bakker.
- De Vriend, H.J. and M.J.F. Stive (1987a). Quasi-3D modelling of nearshore currents. Manuscript submitted for publication in Special Issue of Coastal Engineering covering JONSMOD'86, corrected March 1987.
- De Vriend, H.J. and M.J.F. Stive (1987b). Quasi-3D Nearshore current modelling: wave induced secondary current. Paper presented at ASCE Specialty Conference on Coastal Hydrodynamics, Delaware, USA, June 29-July1, 1987.
- Dyhr-Nielsen, M and T. Sørensen (1970). Some sand transport phenomena on coasts with bars, Proc. 12th Int. Conf. Coastal Eng., 1970, pp.855-866.
- Guza, R.T and E.B. Thornton (1985). Velocity moments in nearshore region. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering,

Vol.111, no.2, March 1985.

Stive, M.J.F. (1985). A scale comparison of waves breaking on a beach, J. Coastal Eng., 8, pp. 99-127, 1984.

Stive, M.J.F. (1986). A model for cross-shore sediment transport. Paper presented at 20th Int. Conf. Coastal Eng., Taipei, 1986.

Stive, M.J.F. en J.A. Battjes (1984). A model for offshore sediment transport. Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., 1984, pp.1420-1436.

Stive, M.J.F. and H.G. Wind (1982). A study of radiation stress and set-up in the nearshore region. Coastal Engineering, 6, no.1, p.1-25.

Stive, M.J.F. and H.G. Wind (1986). Cross-shore mean flow in the surf zone. Coastal Engineering, 10, no. 4, p.235-340.

Swain, A. (1986). Discussion of "Suspended sediment transport and beach profile evolution", by W.R. Dally and R.G. Dean. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering., Vol.110, no.1, Febr. 1984. Discussion in Vol.112, no.2, May, 1986.

Swart, D.H. (1974). Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Publication no.131 Delft Hydraulics Laboratory, December 1974.

Thornton, E.B., and R.T. Guza (1983). Transformation of wave height-distribution, J. Geophys. Research., 88, 5925-5938, 1983.

Vellinga, P. (1986). Beach and dune erosion during storm surges, Publication no. 372 Delft Hydraulics Laboratory, December 1986.

De Waal, J.C. (1987). Onderzoek naar zandtransportformule van Bailard. Afstudeerverslag, Technische Universiteit Delft, vakgroep Kustwater-bouwkunde, juni 1987.

-SYMBOLENLIJST

De belangrijkste symbolen die in de tekst zijn gebruik worden hieronder opgenoemd. De variabelen die slechts plaatselijk gebruikt worden zijn hier niet opgenomen. Alle symbolen worden op de plaats waar ze geïntroduceerd worden eveneens gedefinieerd.

c	fasesnelheid	m/s
c ₀	fasesnelheid op diep water	m/s
c _{gr}	groepsnelheid	m/s
c _{g0}	groepsnelheid diep water	m/s
d _t	afstand tussen bodem en golfdalen	m
D ₅₀	gemiddelde diameter sedimentdeeltje	m
D _{gem}	tijdsgemiddelde energiedissipatie per oppervlak	Nm/m ² s
E	energie golfveld	Nm/m
f	frequentie bij grootste energiedichtheid golfspectrum	1/s
f _w	wrijvingsparameter volgens Swart	-
g	valversnelling	m/s ²
h	plaatselijke diepte	m
h _b	hoogteligging van de bodem	m
h ₀	diepte bij ongestoorde waterspiegel	m
h ₁	hoogte gehele kustprofiel wat beschouwd wordt	m
H	golfhoogte	m
H _f	fictieve golfhoogte	m
H ₀	diepwater golfhoogte	m
H _{rms}	"root-mean-square" golfhoogte	m
H _{sig}	significante golfhoogte	m
H _m	maximaal mogelijke golfhoogte	m
i	"immersed weight" dwarstransport van zand	kg/s ³
k	golfgetal	1/m
k ₀	golfgetal op diep water	1/m
L	golflengte	m
L ₁	geschematiseerde lengte onshore-profiel	m
L ₂	geschematiseerde lengte offshore-profiel	m
L _e	geschematiseerde lengte backshore area	m
L _t	geschematiseerde lengte transition area	m
L ₀	diepwater golflengte	m
n	poriegehalte	-
N	surplus aan zand boven een gekozen niveau	m ³ /m
N ₀	surplus aan zand boven een gekozen niveau op t=0	m ³ /m
p	druk	N/m ²
p _D	dynamische druk	N/m ²
P _r	energieoverdracht in x richting	Nm/s
q	momentaan dwarstransport	m ³ /sm
Q _b	fractie van de golven die breken	-
R	term voor de golfkrachten in de brandingszone	N/m ²
s ₀	diepwater golfsteilheid	-
S _{rx}	radiationstress in de richting loodrecht op de kust	kg/s ²
S _y	offshore zandtransport op een hoogte in het D-profiel	m ³ /ms
S _e	zandtransport aan bovengrens D-profiel	m ³ /ms
S _t	zandtransport aan ondergrens D-profiel	m ³ /ms
s _y	kustconstante voor het D-profiel	m/s
s _e	kustconstante voor de backshore	m/s
s _t	kustconstante voor de transition area	m/s
t	tijd	s
T	golfperiode	s
T ₀	tijdconstante voor sedimentbeweging in D-profiel	s

T_e	tijdconstante voor sedimentbeweging in backshore	s
T_t	tijdconstante voor sedimentbeweging, transition area	s
u	snelheid in x-richting	m/s
\bar{u}	tijdsveranderlijk deel van de snelheid in x-richting	m/s
\underline{u}	tijds gemiddelde deel van de snelheid in x-richting	m/s
u_b	orbitaalsnelheid bij de bodem in x-richting	m/s
u_r	retourstroom door massatransport boven golfdalen	m/s
u_e	stroming in x-richting door brekende golven	m/s
u_s	stroming in x-richting door niet-brekende golven	m/s
w	valsnelheid sedimentdeeltje in water	m/s
w	snelheid in z-richting	m/s
w_y	evenwichtsafstand tussen L2 en L1	m
w_e	totale teruggang backshore tot evenwichtstoestand	m
w_t	totale groei transition area tot evenwichtstoestand	m
x	horizontale coördinaat	m
x_e	horizontale coördinaat evenwichtsprofiel	m
x_0	horizontale coördinaat profiel op $t = 0$	m
z	verticale coördinaat	m
Z_m	dimensieloze verticale plaats in middenlaag	-
Z_b	dimensieloze verticale plaats in bodemgrenslaag	-
β	hellingshoek talud	-
β_e	evenwichtshellingshoek talud	-
γ	brekingsparameter	-
δ_e	hoogte backshore	m
δ_t	hoogte transition area	m
δ_1	hoogte onshore profiel	m
δ_2	hoogte offshore profiel	m
ϵ_b	efficiëntiefactor bodemtransport	-
ϵ_s	efficiëntiefactor suspensietransport	-
ϕ	interne hoek van wrijving sediment	-
η	uitwijking wateroppervlak door golven	m
ν_t	turbulente diffusiecoëfficiënt	m^2/s
ρ	dichtheid water	kg/m^3
ρ_s	dichtheid sediment	kg/m^3
τ	schuifspanning	N/m^2
τ_b	schuifspanning bij de bodem	N/m^2
ω	hoekfrequentie	$1/s$
ζ	set-up	m
$\langle \rangle$	tijdsmiddeling	
$ $	absolute waarde	

APPENDIX A

In deze appendix wordt de gebruikte methode om de constanten W_y en s_y te bepalen toegelicht.

Uit metingen van het bodemprofiel op ieder tijdstip kunnen de waarden $L_e(t)_{,met.}$, $L_t(t)_{,met.}$ en $(L2-L1)(t)_{,met.}$ voor discrete tijdstippen t bepaald worden door gebruik te maken van vgl. A.1, A.2, A.3.

$$L_e(t)_{,met.} = \frac{1}{\delta_e} \sum_{i=1}^p (z_i - z_0) \quad (A.1)$$

$$L_t(t)_{,met.} = \frac{1}{\delta_t} (\delta_t r + \sum_{i=r+1}^n (z_i - z_t)) \quad (A.2)$$

$$(L2-L1)(t)_{,met.} = 1(q - p) + \frac{1}{\delta_2} \sum_{i=q+1}^r (z_i - z_m) - \frac{1}{\delta_1} \sum_{i=p+1}^q (z_i - z_d) \quad (A.3)$$

waarin p , q , r en n het aantal meetpunten zijn in het profiel vanaf de begrenzing aan de landzijde tot het punt het verst in zee gelegen van respectievelijk de backshore, het onshore-profiel, het offshore-profiel en de transition area. Z_i = de hoogte van een meetpunt, Δ = afstand tussen 2 meetpunten. In fig. A.1 worden een dwarsdoorsnede van een gemeten profiel gegeven, met daarin aangegeven de verschillende constanten die in bovenstaande vergelijkingen zijn gebruikt.

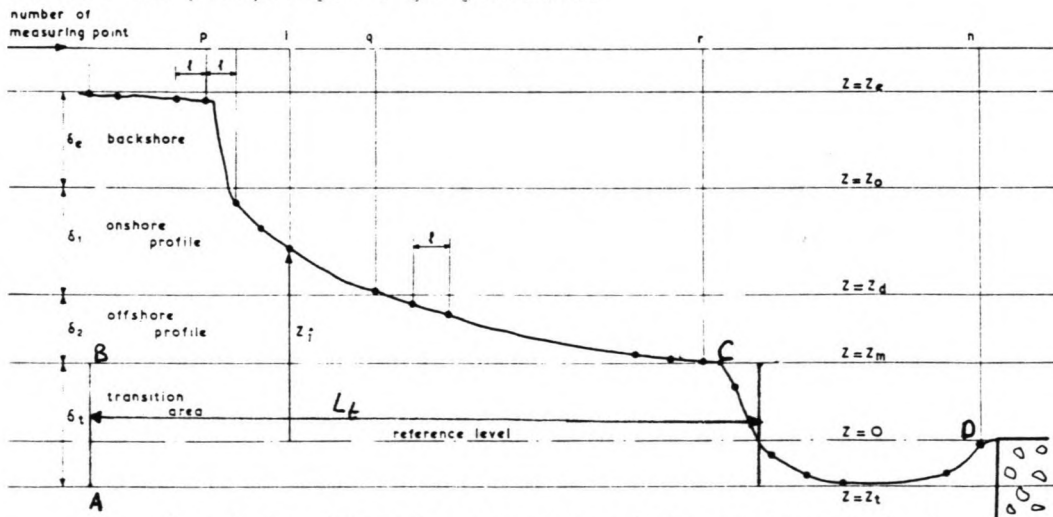


fig.A.1 : Dwarsdoorsnede van het gemeten profiel

Deze vergelijkingen zijn gebaseerd op behoud van het zandvolume. Voor de transition area geldt b.v. (A.4)

$$L_t \delta_t = \text{oppv. ABCD. (fig.A.1)} \quad (A.4)$$

Met vgl. A.1, A.2 en A.3 hebben we dus uitdrukkingen voor $L_e(t)$, $L_t(t)$ en $(L2-L1)(t)$ die volgen uit gemeten bodemhoogten.

Swart heeft in zijn proefschrift de volgende theoretische uitdrukkingen afgeleid voor de geschematiseerde lengtes $L_e(t)$, $L_t(t)$ en $(L_2-L_1)(t)$ (A.5, A.6 en A.7):

$$L_e(t)_{\text{theor.}} = L_{e0} + W_e \exp\left(-\frac{s_e t}{\delta_e}\right) = F(s_e, W_e) \quad (\text{A.5})$$

$$L_t(t)_{\text{theor.}} = L_{t0} - W_t \exp\left(-\frac{s_t t}{\delta_t}\right) = F(s_t, W_t) \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} [L_2(t) - L_1(t)]_{\text{theor.}} = & W_y (W_y (L_2 - L_1)_0) \exp\left(\frac{-\delta_s y t}{\delta_1 \delta_2}\right) + \frac{\delta_t s_t W_t \delta_1}{\delta_t \delta_s y - \delta_1 \delta_2 s_t} \left[\exp\left(\frac{-\delta_s y t}{\delta_1 \delta_2}\right) + \right. \\ & \left. - \exp\left(-\frac{s_t t}{\delta_t}\right) \right] + \frac{\delta_e s_e W_e \delta_2}{\delta_e \delta_s y - \delta_1 \delta_2 s_e} \left[\exp\left(\frac{-\delta_s y t}{\delta_1 \delta_2}\right) - \exp\left(-\frac{s_e t}{\delta_e}\right) \right] = F(s_y, W_y) \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

Hierin betekent $F(\quad)$ "functie van". De constanten die tussen haken staan zijn de onbekenden in deze vergelijking. Het zijn deze onbekenden die m.b.v. de metingen bepaald dienen te worden. Een criterium voor optimale waarden van de onbekenden is

$(L_e(t)_{\text{theor.}} - L_e(t)_{\text{met.}})^2$ is minimaal,

$(L_t(t)_{\text{theor.}} - L_t(t)_{\text{met.}})^2$ is minimaal en

$((L_2-L_1)(t)_{\text{theor.}} - (L_2-L_1)(t)_{\text{met.}})^2$ is minimaal.

Dit criterium staat bekend als het kleinste-kwadraten criterium.

Dit minimum kan bepaald worden door de twee afgeleiden van het kwadraat $(\quad)^2$ naar de twee onbekenden gelijk te stellen

aan 0. Hieruit volgt dan een stelsel van 2 vgl. met 2 onbekenden, en dit is in principe oplosbaar. Doordat de onbekenden in deze vgl. niet te scheiden zijn, moet dit stelsel iteratief worden opgelost.

Voor dit iteratieproces is gekozen voor een variant van de "heuvelklimmethode". In deze methode wordt uitgaande van een beginschatting een nieuwe schatting van de onbekenden zodanig gekozen, dat de afname van het kwadraat maximaal is. Voor de onbekenden s_e en W_e uit vgl. A.5 komt dit neer op:

$$s_{e,n+1} = s_{e,n} - \frac{(L_e(t)_{\text{theor.}} - L_e(t)_{\text{met.}})^2}{ds_e} \cdot \text{stapfactor} \quad (\text{A.8})$$

$$W_{e,n+1} = W_{e,n} - \frac{(L_e(t)_{\text{theor.}} - L_e(t)_{\text{met.}})^2}{dW_e} \cdot \text{stapfactor} \quad (\text{A.9})$$

Het eindpunt van dit iteratieproces is bereikt wanneer de afgeleiden van het kwadraat naar de beide onbekenden 0 zijn, of preciezer geformuleerd kleiner zijn dan b.v. 10^{-2} . Hiermee zijn de waarden van de onbekenden bepaald.

Vanwege de grote gevoeligheid van het iteratieproces voor de grootte van de stapfactor moet kunstmatige demping worden aangebracht.

APPENDIX B

In deze appendix wordt nader ingegaan op de betekenis van de keuze van de waarde van $H_{rms} = 0.07$ m. in het model Crostran. Het model Crostran gaat uit van een transportformule die gebaseerd is op een beschouwing over de energie van golven. Het is daarom een logische stap de keuze van H_{rms} voor de simulatie van modeltest 7301 B te controleren m.b.v. de energiehoud van het golfveld, dat Swart in deze test heeft gebruikt. In deze modeltest 7301 B werd een monochromatisch golfveld gebruikt met $H = 0.07$ m. en $T = 1.04$ s. Als de gem. potentiële energie per eenheid van oppv. gelijk is aan $E_{p,m}$ dan geldt :

$$E_{p,m} = 1/16 \rho g H^2 \quad (B.1)$$

In het model Crostran dienen onregelmatige golven te worden ingevoerd m.b.v. de parameter H_{rms} . De gem. potentiële energie per eenheid van oppv. $E_{p,o}$ van een onregelmatig golfveld is :

$$E_{p,o} = 1/2 \rho g m_0 \quad (B.2)$$

met m_0 = oppervlak variantiedichtheidspectrum van het onregelmatig golfveld.

Onder de aanname dat de golfhoogte H een Rayleigh verdeling heeft, is er een verband tussen m_0 en H_{rms} :

$$H_{rms} \approx 2.8 (m_0)^{0.5} \quad (B.3)$$

Wanneer B.1, B.2 en B.3 worden gecombineerd en ingevuld levert dit voor H_{rms} :

$$H_{rms} = 2.8 (0.07^2 \cdot 0.125)^{0.5} = 0.07 \text{ m.} \quad (B.4)$$

Het blijkt, dat de keuze $H_{rms} = 0.07$ m. als vervanging voor monochromatische golven met $H = 0.07$ m. voldoet aan het criterium van gelijke energiehoud van de golven.

APPENDIX C

In deze appendix volgen de afleidingen van de formules van par. 4.3. We willen allereerst een uitdrukking vinden voor $\langle (U^2 - W^2) \rangle$, waarbij $\langle \rangle$ staat voor middeling in de tijd, en \sim voor het in de tijd veranderlijke deel van de snelheid.

We substitueren de volgende uitdrukkingen uit de lineaire golftheorie:

$$U^2 = \omega a \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(\omega t - kx) \quad C.1$$

$$W^2 = \omega a \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(\omega t - kx) \quad C.2$$

met $a = 0.5 H_{rms}$, k het golfgetal, ω de hoeksnelheid, h de plaatselijke diepte, z de hoogte waarop U en W worden berekend. Met gebruik van de dispersierelatie C.3

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad C.3$$

volgt dan voor $\langle (U^2 - W^2) \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle (U^2 - W^2) \rangle &= gk a^2 \tanh kh \frac{(\langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle \cosh^2 k(h+z) - \langle \cos^2(\omega t - kx) \rangle \sinh^2 k(h+z))}{\sinh^2 kh} \\ &= gk a^2 \frac{(\langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle \cosh^2 k(h+z) - \langle \cos^2(\omega t - kx) \rangle \sinh^2 k(h+z))}{\sinh(kh) \cosh(kh)} \end{aligned}$$

Met $\langle \cos^2(\omega t - kx) \rangle = \langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle + \langle \cos 2(\omega t - kx) \rangle$ volgt:

$$\begin{aligned} \langle (U^2 - W^2) \rangle &= gk a^2 \frac{\langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle \{ \cosh^2 k(h+z) - \sinh^2 k(h+z) \} - \langle \cos 2(\omega t - kx) \rangle \sinh^2 k(h+z)}{\sinh(kh) \cosh(kh)} \\ &= 2 gk a^2 \frac{\langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle - \langle \cos 2(\omega t - kx) \rangle \sinh^2 k(h+z)}{\sinh(2kh)} \\ &= 2 gk a^2 \frac{\langle \sin^2(\omega t - kx) \rangle}{\sinh(2kh)} \\ &= \frac{gk a^2}{\sinh(2kh)} \quad C.4 \end{aligned}$$

Met $a = 0.5 H_{rms}$ volgt:

$$\langle (U^2 - W^2) \rangle = \frac{gk H_{rms}^2}{4 \sinh(2kh)} \quad C.5$$

In het tweede deel van deze appendix wordt een uitdrukking afgeleid voor de dimensieloze set-up ξ/h . De variabele ξ is de gemiddelde set-up behorend bij de H_{rms} van een onregelmatig golfveld. Het uitgangspunt voor de berekening is vgl. 4.39, hier herhaalt:

$$\frac{\partial S_{IT}}{\partial x} + \rho g h \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0 \quad (4.39) \text{ (herh.)}$$

Vermenigvuldigen met $\partial x / \partial kh$ levert:

$$\frac{\partial S_{IT}}{\partial kh} + \rho g h \frac{\partial \xi}{\partial kh} = 0 \quad C.6$$

S_{IT} wordt benaderd met de lineaire golftheorie:

$$S_{IT} = (2n - 0.5) E = (2n - 0.5) \cdot 1/8 \cdot \rho g \cdot H_{rms}^2 \quad C.7$$

met $n = 0.5 + kh / \sinh(2kh)$, E de gemiddelde energie van het golfveld.

Invullen in C.6, en dimensieloos schrijven van de variabelen levert:

$$\frac{\partial (2n - 0.5) \cdot 1/8 \cdot \rho g \cdot (H_{rms}/h)^2 \cdot h^2}{\partial kh} + \rho g h \frac{\partial (\xi/h) \cdot h}{\partial kh} = 0 \quad C.8$$

Delen door $\rho g h$, vermenigvuldigen met k , en partieel differentiëren levert:

$$\begin{aligned} (2n - 0.5) \cdot 1/8 \cdot (H_{rms}/h)^2 \cdot 2 \cdot k \cdot \frac{\partial h}{\partial kh} + kh \frac{\partial (2n - 0.5) \cdot 1/8 \cdot (H_{rms}/h)^2}{\partial kh} + \\ + \xi/h \cdot k \cdot \frac{\partial h}{\partial kh} + kh \cdot \frac{\partial \xi/h}{\partial kh} = 0 \end{aligned} \quad C.9$$

Bij inspectie van de voorkomende termen in vgl. C.9 blijkt, dat alleen de term $k \cdot (\partial h / \partial kh)$ niet in dimensieloze vorm is geschreven. We zullen deze term wiskundig herleiden tot een term waarin alleen de dimensieloze variabele kh een rol speelt. We zullen voor het gemak de reciproke waarde van de term $k \cdot (\partial h / \partial kh)$ bepalen.

$$\begin{aligned} \frac{\partial kh}{k \cdot \partial h} &= \frac{k + h \cdot (\partial k / \partial h)}{k} = \frac{h \cdot \partial k}{k \cdot \partial h} + 1 = \\ &= \frac{\partial \ln(k)}{\partial \ln(h)} + 1 = \frac{\partial (\ln(k) - \ln(k_0))}{\partial (\ln(h) + \ln(k_0))} + 1 = \\ &= \frac{\partial \ln(k/k_0)}{\partial \ln(k_0 h)} + 1 = \end{aligned}$$

$$= 1 - \frac{\partial \ln(\tanh(kh))}{\partial \ln(kh \cdot \tanh(kh))} = D \quad C.10$$

Met dit resultaat hebben we de term uitgedrukt in een functie van het golfgetal. Deze functie kan numeriek worden bepaald met behulp van een differentie benadering van de differentiaal. In fig C.1 is het verloop van de term $k \cdot \partial h / \partial kh = 1/D$ tegen het golfgetal kh uitgezet.

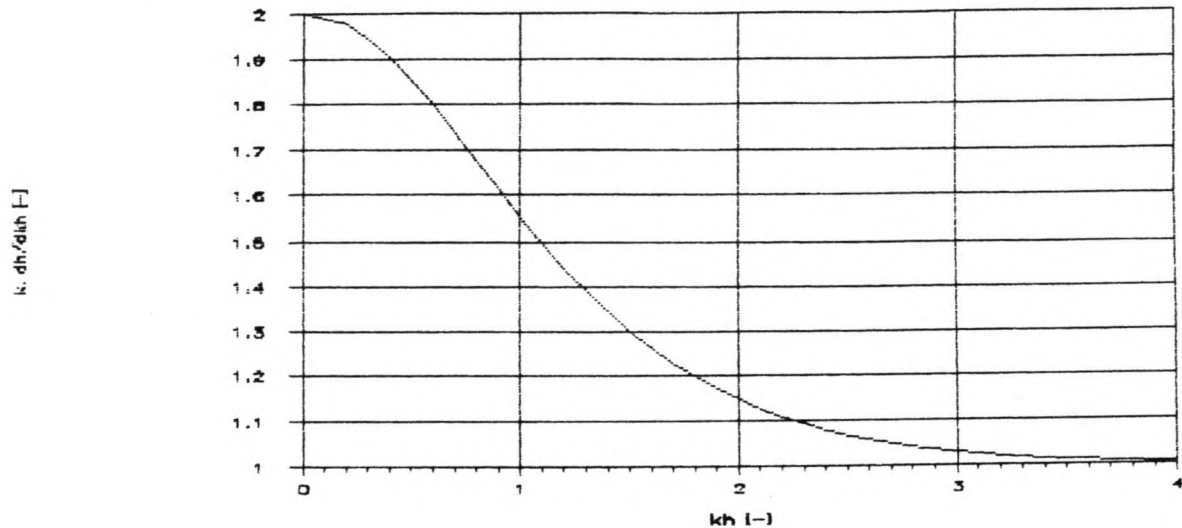


fig.C.1: $k \cdot \partial h / \partial kh$ als functie van kh

Met dit resultaat kunnen we vergelijking C.9 herschrijven tot:

$$\frac{\partial \xi/h}{\partial kh} = - \frac{\partial (2n - 0.5) \cdot 1/8 \cdot (H_{rms}/h)^2}{\partial kh} - 1/(D \cdot kh) \cdot \{1/4 \cdot (2n - 0.5) \cdot (H_{rms}/h)^2 + \xi/h\} \quad C.12$$

Wanneer we bedenken, dat (H_{rms}/h) een functie is van kh en s_0 , dan staat hier een vergelijking van de vorm:

$$\frac{\partial \xi/h}{\partial kh} = f(\xi/h, kh, s_0) \quad C.13$$

waarin 'f' aanduidt 'functie van'.

Deze vergelijking kan bij vaste waarde van s_0 numeriek geïntegreerd worden over kh . Het resultaat voor punt i met kh_i kunnen we schrijven als:

$$\xi/h_i = f(kh_i, s_0) \quad C.16$$

We gebruiken voor de numerieke integratie de methode van Runge Kutta. Als stapgrootte is eerst een berekening gemaakt met $h = 0.1$. Bij controle met $h = 0.025$ bleken er geen verschillen. Als randvoorwaarde geldt

$$\xi/h = 0 \quad \text{voor } kh > 4 \quad C.14$$

Voor de differentiaal $\partial/\partial kh$ nemen we een differentie benadering.

Wanneer we $\partial f / \partial kh$ willen weten in punt i met kh_i geldt:

$$\frac{\partial f(s_0, kh_i)}{\partial kh} = \frac{(f(s_0, kh_{i+\Delta}) - f(s_0, kh_{i-\Delta}))}{(kh_{i+\Delta} - kh_{i-\Delta})} \quad C.15$$

In fig C.1 is een weergave gegeven van de dimensieloze set-up. Omdat bij kleine kh er een eveneens kleine waarde van zal optreden, is de waarde van de dimensieloze set-up voor $kh < 0.5$ bijzonder groot. Deze figuur levert weinig inzicht in de absolute grootte van de variabelen. In Appendix E wordt een voorbeeld gegeven van de berekening van de absolute waarde van de set-up. Daar wordt ook een vergelijking gemaakt met metingen.

dimensieloze set-up als functie

van kh en s_0

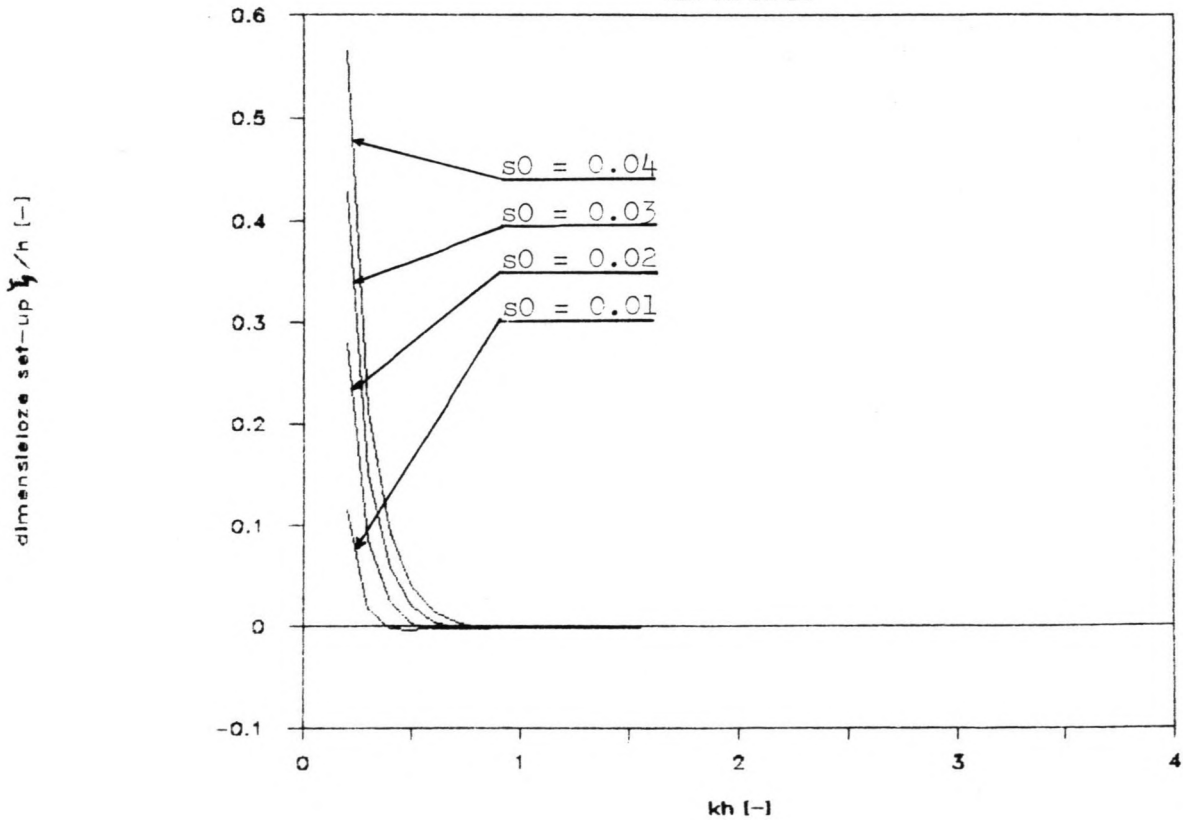


fig.C.1: Dimensieloze set-up als functie van kh en s_0

APPENDIX D

In deze appendix wordt een formule afgeleid voor de dimensieloze retourstroom u_e , zoals deze gebruikt wordt in par.4.3.2. Het start punt voor de afleiding is vgl.4.33:

$$u_e(-h) = 1/3 \frac{d_t^2}{\rho \nu_t} \frac{\partial R}{\partial x} - 1/2 \frac{d_t}{\rho \nu_t} \tau(\xi_t) + u_r \quad (4.33)$$

met d_t de afstand van de bodem tot de golfdalen, ν_t de kinematische viscositeit, $\tau(\xi_t)$ de schuifspanning op het niveau van de golfdalen, u_r de retourstroom die het netto massatransport boven de golfdalen compenseert.

Voor $\tau(\xi_t)$, u_r en ν_t geven Stive en Wind (1986) de volgende uitdrukkingen:

$$u_r = -1/10 \cdot (g/h)^{0.5} \cdot H_{rms} \quad (D.1)$$

$$\nu_t = 10^{-2} \cdot c \cdot h = 10^{-2} \cdot gT / (2\pi) \cdot \tanh(kh) \cdot h \quad (D.2)$$

$$\tau(\xi_t) = -(1/16 + 0.9/(2\pi) \cdot kh) \cdot \rho g \cdot \partial H_{rms}^2 / \partial x \quad (D.3)$$

Met gebruikmaking van deze uitdrukkingen kunnen we (4.26) herschrijven. Links en rechts delen door gT en dimensieloos schrijven van de variabelen levert:

$$\begin{aligned} \frac{u_e(-h)}{gT} &= 1/(3 \cdot 2\pi) \cdot (d_t/h)^2 \cdot kh/10^{-2} \frac{\partial (R/\rho gh) \cdot h}{\partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{\partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + \\ &+ 1/(2 \cdot 2\pi) \cdot (d_t/h) \cdot kh/10^{-2} \cdot (1/16 + 0.9/2\pi \cdot kh) \cdot \frac{\partial (H_{rms}/h)^2 \cdot h^2}{h \cdot \partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{\partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + \\ &- 1/(10 \cdot 2\pi) \cdot (kh \cdot \tanh(kh))^{0.5} \cdot (H_{rms}/h) \end{aligned} \quad (D.4)$$

$$= A \cdot \frac{\partial (R/\rho gh) \cdot h}{\partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{\partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + B \cdot \frac{\partial (H_{rms}/h)^2 \cdot h^2}{h \cdot \partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{\partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + C \quad D.5$$

$$\text{met } A = 1/(3 \cdot 2\pi) \cdot (d_t/h)^2 \cdot kh/10^{-2}$$

$$B = 1/(2 \cdot 2\pi) \cdot (d_t/h) \cdot kh/10^{-2} \cdot (1/16 + 0.9/2\pi \cdot kh)$$

$$C = -1/(10 \cdot 2\pi) \cdot (kh \cdot \tanh(kh))^{0.5} \cdot (H_{rms}/h)$$

A en B zijn functies van kh , C is een functie van kh en s_0 . Partiële differentiëren van vgl. D.5 levert:

$$\frac{u_e(-h)}{gT} = A \cdot (kh) \cdot \frac{\partial (R/\rho gh)}{\partial kh} + (R/\rho gh) \cdot k \cdot \frac{\partial h}{\partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{k \cdot \partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} +$$

$$+ B. (kh. \frac{\partial (H_{rbs}/h)^2}{\partial kh} + 2. (H_{rbs}/h)^2. k. \frac{\partial h}{\partial kh}) \cdot \frac{\partial kh}{k. \partial h} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + C \quad (D.6)$$

$$= A. (kh. \frac{\partial (R/\rho gh)}{\partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{k. \partial h} + R/\rho gh) \cdot \frac{\partial h}{\partial x} +$$

$$+ B. (kh. \frac{\partial (H_{rbs}/h)}{\partial kh} \cdot \frac{\partial kh}{k. \partial h} + H_{rbs}/h) \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + C \quad (D.7)$$

met $B = 1/(2\pi) \cdot (d_t/h) \cdot kh/10^{-2} \cdot (1/16 + 0.9/2\pi \cdot kh) (H_{rbs}/h)$

Met gebruikmaking van (C.10) om de term $k. \partial h / \partial kh$ te bepalen levert dit:

$$\frac{u_e(-h)}{gT} = A. (kh. \frac{\partial (R/\rho gh)}{\partial kh} \cdot D + R/\rho gh) \cdot \frac{\partial h}{\partial x} +$$

$$+ B. (kh. \frac{\partial (H_{rbs}/h)}{\partial kh} \cdot D + H_{rbs}/h) \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + C \quad (D.8)$$

We berekenen $\partial h / \partial x$ met de volgende uitdrukking:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial h_b}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_b}{\partial x} - 0.375 \cdot \gamma^2 \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \quad (D.9)$$

Daaruit volgt:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{(1 + 0.375 \gamma^2)} \cdot \frac{\partial h_b}{\partial x} \quad (D.10)$$

met γ de gemiddelde verhouding H_{rbs}/h in de brekerzone, h_b is de hoogte van de bodem, $\partial h_b / \partial x$ is de helling van de bodem. We willen de retourstroom bepalen om deze evenwichtshelling te berekenen. We zullen in de berekening dus eerst een waarde voor $\partial h_b / \partial x$ moeten aannemen, om daarna te controleren, of de aanname terecht was. Met behulp van fig.4.5 is als gemiddelde berekend $\gamma \approx 0.39$. Er wordt erop gewezen, dat deze benadering van $\partial \zeta / \partial x$ eigenlijk inconsequent is gezien de gevolgde berekeningsmethode voor de set-up, waar niet is uitgegaan van een vaste verhouding tussen H_{rbs} en h . De hier voorgestelde benadering zal echter redelijke resultaten opleveren.

Invullen van D.10 in D.9 levert:

$$\frac{u_e(-h)}{gT} = A. (kh. \frac{\partial (R/\rho gh)}{\partial kh} \cdot D + R/\rho gh) \cdot \frac{1}{(1 + 0.375 \gamma^2)} \cdot \tan \beta_e +$$

$$+ B. (kh. \frac{\partial (H_{rms}/h)}{\partial kh} \cdot D + H_{rms}/h) \cdot \frac{i}{(1 + 0.375 \gamma^2)} \cdot \tan \beta_e + C \quad (D.11)$$

Inspectie van bovenstaande uitdrukking leert, dat alle termen bekend zijn als functie van kh en s0, uitgezonderd tan β_e. We kunnen nu schrijven:

$$\frac{u_e(-h)}{gT} = f(kh, s0, \tan \beta_e) \quad (D.12)$$

Wanneer we nu u_e(-h)/gT willen berekenen dienen we tan β_e te schatten. We schatten tan β_e voor kh = 4 met behulp van de waarden die Bailard geeft voor tan β_e (Bailard, 1982):

$$\begin{aligned} \text{Voor } kh = 4 : \tan \beta_e &= 0.073 a k_0 \\ &= 0.073 (0.5 H_{rms}/h) kh \tanh kh \end{aligned} \quad (D.13)$$

Verder schatten we tan β_e in een punt i met de waarde kh_i uit de waarde voor tan β_e in het punt i + 0.1, te beginnen bij het punt i met kh = 3.9.

APPENDIX E

In deze appendix zal worden ingegaan op de oorzaken van de grote afwijking van de retourstroom u_r zoals die wordt berekend in par. 4.3., met de waarden van de retourstroom, zoals die door Stive en Wind (1986) worden berekend. Allereerst herhalen we hier fig. 4.7., het verloop van de H_{rms} , gemeten en berekend.

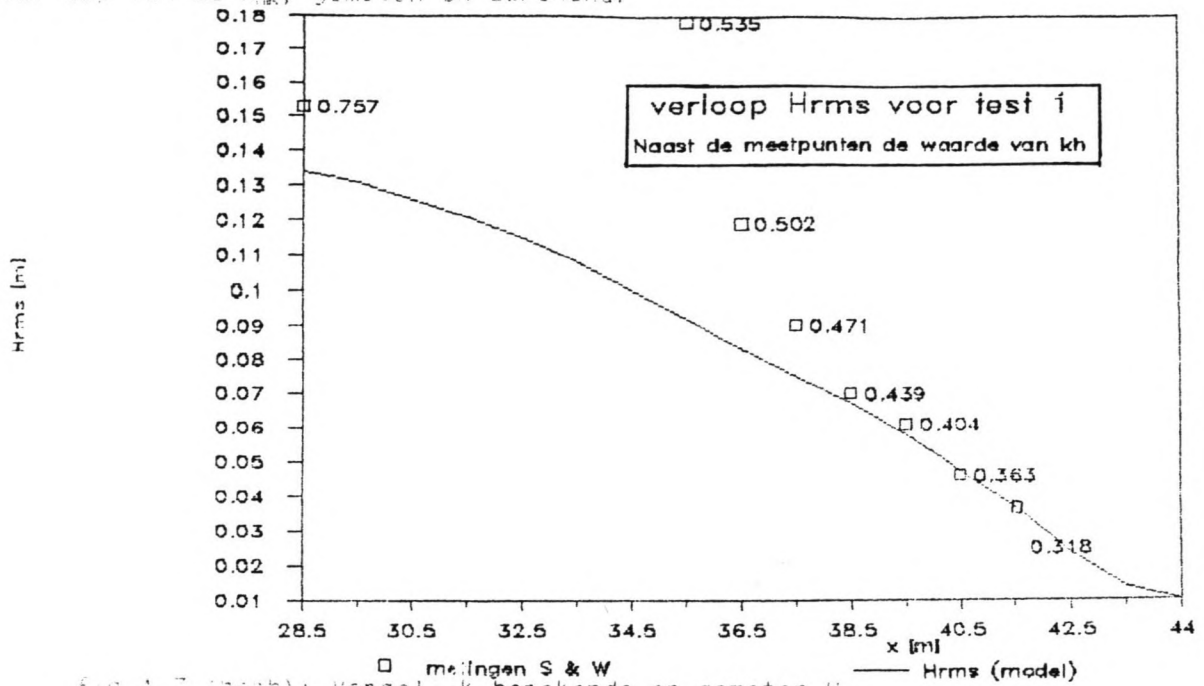


fig. 4.7. (verh): vergelijk berekende en gemeten H_{rms}

We zien in deze figuur, dat de golfhoogte in het model sterk wordt onderschat. In het model treedt het breekpunt op bij $kh \approx 0.9$, terwijl uit de metingen blijkt, dat het breekpunt ligt bij $kh = 0.535$. Deze afwijkingen zullen zich doen gelden in de berekening van de set-up, etc. Fig. E.1 heeft het verloop van de set-up, zoals deze door het model is berekend, samen met meetwaarden van Stive en Wind.

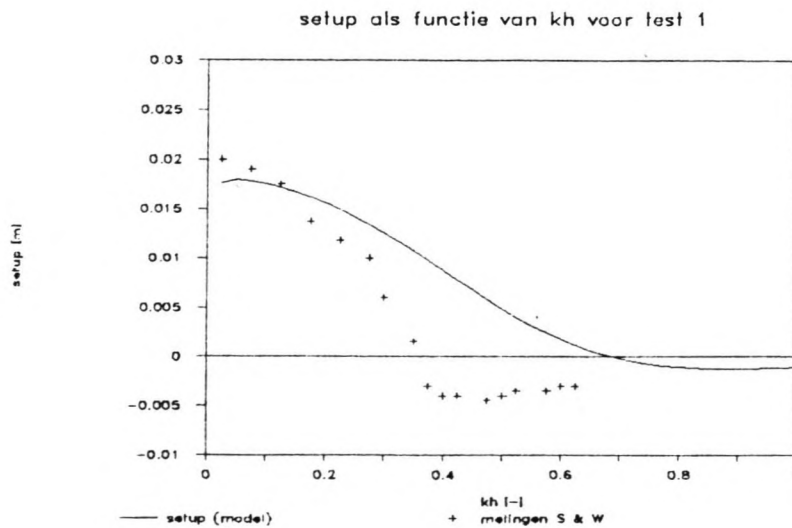


fig. E.1: Set-up als functie van kh voor test 1

Uit de metingen van de golfhoogte blijkt, dat de golven bij een waarde van $kh=0.535$ gaan breken. De set-up zal vanaf dat moment gaan toenemen. Dit blijkt zeer duidelijk uit de metingen. Het model berekent een veel geleidelijker verloop van de set-up doordat de brandingszone groter wordt berekend. De totale set-down buiten de brandingszone wordt licht onderschat. De totale set-up bij de waterlijn berekend met het model is ongeveer gelijk aan de metingen. We willen voorzichtig concluderen, dat de modellering van de set-up, bij gebruik van correcte golfhoogten, voldoet aan de metingen.

In fig.E.2 is het verloop van $\rho(u^2 - w^2)$ als functie van kh gegeven.

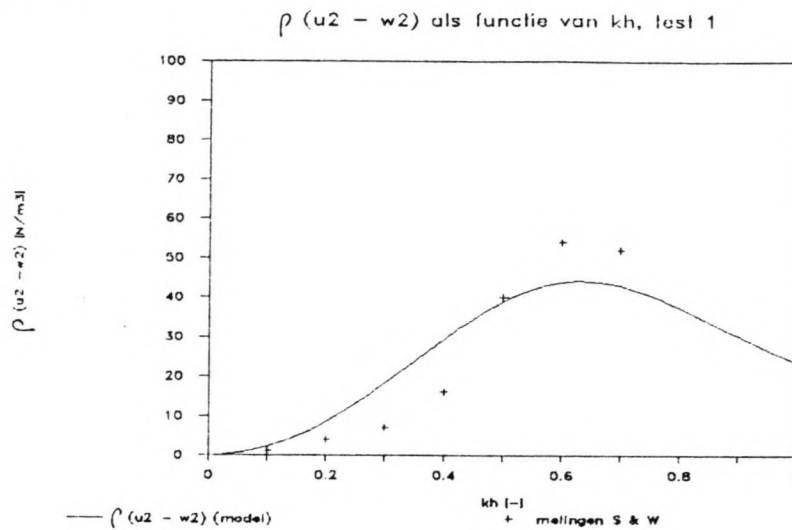


fig.E.2: $\rho(u^2 - w^2)$ als functie van kh voor test 1

Het blijkt, dat de benadering met de lineaire golftheorie (zie Appendix C) voor dit geval geen slechte resultaten levert. Voor $kh > 0.5$ worden de metingen onderschat, omdat de golfhoogte H_{rms} onderschat wordt. Voor $kh < 0.5$ wordt er een kleine overschatting gemaakt.

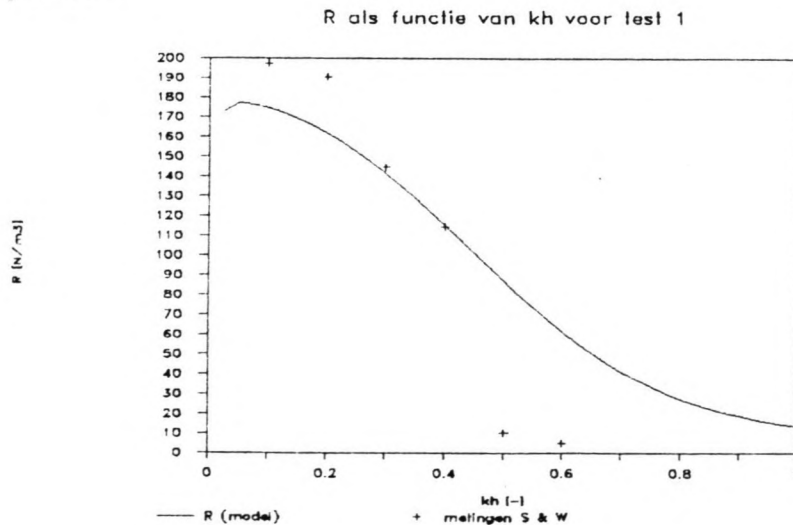


fig.E.3: Krachtterm R als functie van kh voor test 1

Wanneer het een exacte benadering zou zijn, zouden hier de waarden moeten overeenstemmen met de metingen, daar de golfhoogten (gemeten en berekend) hier ongeveer gelijk zijn. Doordat δ en \mathcal{W} in ondiep water niet meer sinusvormig zullen variëren in de tijd, zullen door de lineaire golftheorie onnauwkeurigheden worden geïntroduceerd.

In fig.E.3 is de krachtterm $R = \rho g \zeta + \rho (\delta^2 - \mathcal{W}^2)$ uitgezet. Uit de metingen blijkt, dat de waarde van R klein blijft tot $kh = 0.5$, daarna is er een snelle toename. Het model berekend een geleidelijker verloop van R . De voornaamste reden hiervoor is het geleidelijker verloop van de set-up over de brandingszone (zie fig.E.1). Het model berekent voor $x = 36.5$ tot $x = 39.5$ een waarde van $\partial R / \partial x = 21.5 \text{ N/m}^3$. Stive en Wind meten hier: $\partial R / \partial x = 39.5 \text{ N/m}^3$. De afwijking van deze term zal zich doen gelden in de berekening van u_p . We bezien de invloed van de termen, door voor de afzonderlijke termen die bijdragen aan u_p een vergelijk te maken.

Volgens Stive en Wind kan u_p worden berekend met (4.26) herh.:

$$u_p(-h) = 1/3 \frac{d_t^2}{\rho v_t} \cdot \frac{\partial R}{\partial x} - 1/2 \frac{d_t}{\rho v_t} \tau(\xi_t) + u_f \quad (4.26) \text{ herh.}$$

In tabel E.1 is een beeld gegeven van de waarden van de termen uit (4.26). Voor een goed begrip willen we erop wijzen, dat de schuifspanning $\tau(\xi_t)$ berekend wordt met een term evenredig met $-\partial H_{\text{ms}}^2 / \partial x$. Hierin zien we de invloed van de verandering van twee snelheden, die een schuifspanning zal veroorzaken.

x (m)	kh (-)	H (m)	h (m)	d_t (m)	u_r (ms ⁻¹)	$\frac{d_t^2 dR}{\rho v_t dx}$ (ms ⁻¹)	$\frac{d_t \tau(\zeta)}{\rho v_t}$ (ms ⁻¹)	u_e (ms ⁻¹)
36.5	0.504	0.119	0.185	0.154	-0.086	0.298	0.353	-0.155
39.5	0.404	0.061	0.123	0.090	-0.057	0.150	0.111	-0.066
41.5	0.318	0.035	0.077	0.049	-0.050	0.072	0.073	-0.078

Tabel E.1: numerieke waarden van de parameters gebruikt door Stive en Wind (1986).

In tabel E.2 staan de waarden van de parameters, zoals ze berekend zijn met het huidige model.

x (m)	kh (-)	H (m)	h (m)	d_t (m)	u_r (ms ⁻¹)	$\frac{d_t^2 dR}{\rho v_t dx}$ (ms ⁻¹)	$\frac{d_t \tau(\zeta)}{\rho v_t}$ (ms ⁻¹)	u_e (ms ⁻¹)
36.5	0.500	0.090	0.185	0.148	-0.061	0.094	0.123	-0.090
39.5	0.400	0.060	0.123	0.098	-0.051	0.108	0.105	-0.067
41.5	0.300	0.035	0.077	0.062	-0.039	0.145	0.075	-0.029

Tabel E.2: numerieke waarden van de parameters volgens huidige model.

De schuifspanningsterm voor $kh = 0.5$ blijkt sterk kleiner te zijn, dan volgens Stive en Wind. De reden is, dat voor $kh = 0.5$ het model een veel kleinere gradient in de golfhoogte berekend. De gradient in R is voor deze waarde van kh eveneens sterk kleiner t.o.v. de gemeten waarde, zoals al is aangegeven.

In tabel E.3 staan de waarden van de parameters, zoals ze met het model berekend zijn met gebruikmaking van de metingen van Stive en Wind van de golfhoogte, de set-up, de krachtterm R en de afstand d_t .

x (m)	kh (-)	H (m)	h (m)	d_t (m)	u_t (ms ⁻¹)	$\frac{d^2 dR}{\rho v_t dx}$ (ms ⁻¹)	$\frac{d_t \tau(\zeta)}{\rho v_t}$ (ms ⁻¹)	$u_e - 1$ (ms ⁻¹)
36.5					-0.086	0.271	0.350	-0.171
39.5		idem tabel E.1			-0.051 [†]	0.169	0.152	-0.077
41.5					-0.035 [†]	0.192	0.065	-0.003

[†] : De hier gegeven waarden wijken af van de waarden in tabel E.1, omdat, Stive en Wind hier een foutieve berekening van u_t geven

Tabel E.3: numerieke waarden van de parameters, berekend met gebruikmaking van metingen van Stive en Wind.

Het blijkt uit Tabel E.3, dat het model zelf nogal wat onnauwkeurigheden introduceert. We kunnen dit aannemelijk maken door te bedenken, dat in de afleiding van de dimensieloze formulering voor u_t we veelvuldig gebruik hebben gemaakt van uitdrukkingen uit de lineaire golftheorie. Voorts is er één differentieëbenadering gebruikt voor de differentiaten uit (4.26). Er is niet onderzocht, hoe de dimensieloze formulering van het model aangepast kan worden om een goed resultaat te bereiken. Bij nader onderzoek zou hier aandacht aan kunnen worden gegeven. Het is daarnaast zeer de moeite waard om meer recente modellen voor de retourstroom te onderzoeken. De resultaten van berekeningen met die modellen blijken goed te voldoen aan de metingen (De Vriend en Stive, 1987a).

Appendix F

In deze appendix worden de resultaten van de berekening van de evenwichtsprofielen gegeven. Deze profielen zijn berekend volgens de methode aangegeven in in par.4.4. en 4.5. Eerst worden in de figuren F.1 t/m F.3 de profielen gegeven voor de sedimentparameter $H_{TBS}/WT = 30/\pi$, en de golfsteilheid s_0 van resp. 0.02, 0.03 en 0.04.

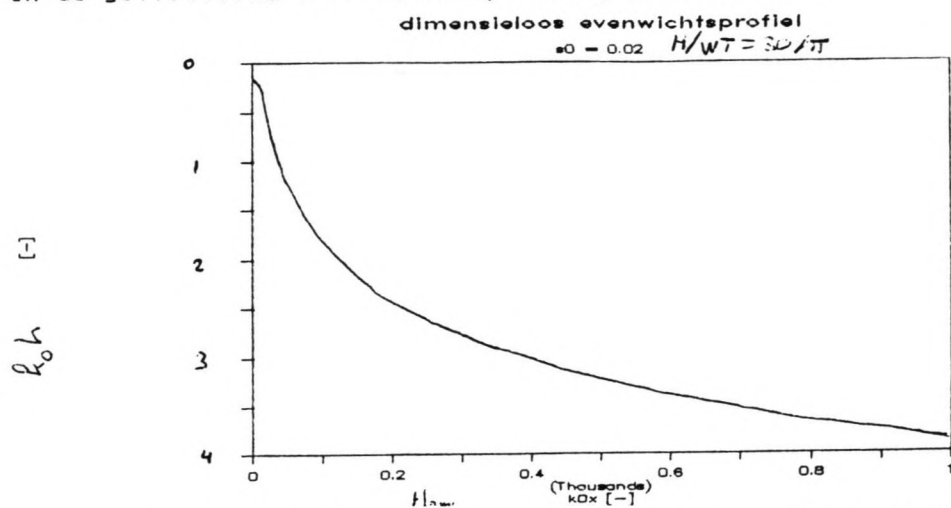


Fig.F.1 : Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.02$, $H_{TBS}/WT = 30/\pi$

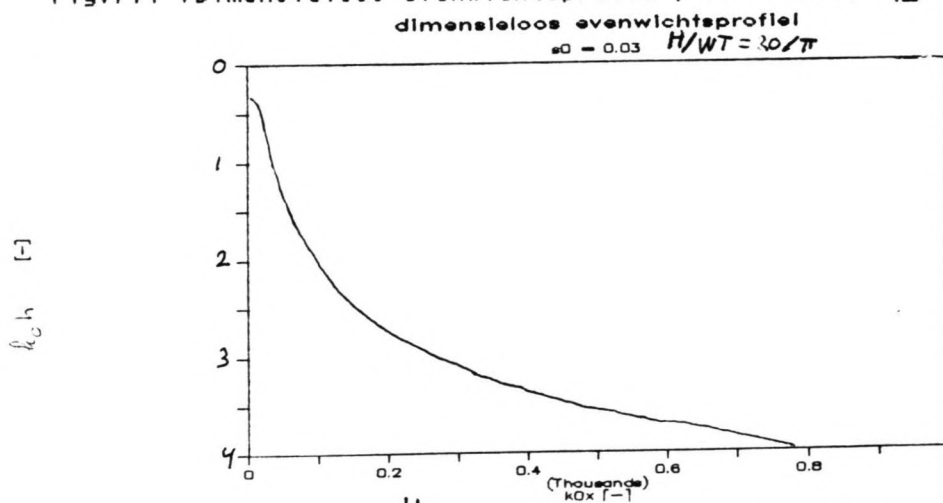


Fig.F.2 : Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.03$, $H_{TBS}/WT = 30/\pi$

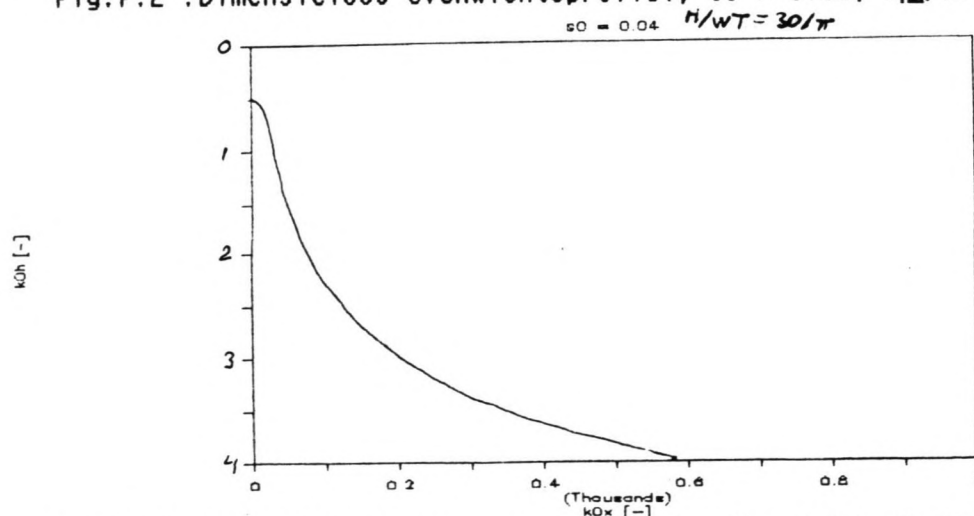


Fig.F.3 : Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.04$, $H_{TBS}/WT = 30/\pi$

Het blijkt uit deze figuren, dat het evenwichtsprofiel steiler wordt voor toenemende golfsteilheid. Ook blijkt, dat de top van de eerste brandingsrug met toenemende golfsteilheid op steeds dieper water komt te liggen.

In de volgende serie figuren F.4 t/m F.7 wordt de golfsteilheid constant genomen met $s_0 = 0.02$ en varieert de sedimentparameter H_{TBS}/WT in vier stappen van $100/\pi$ tot 0.

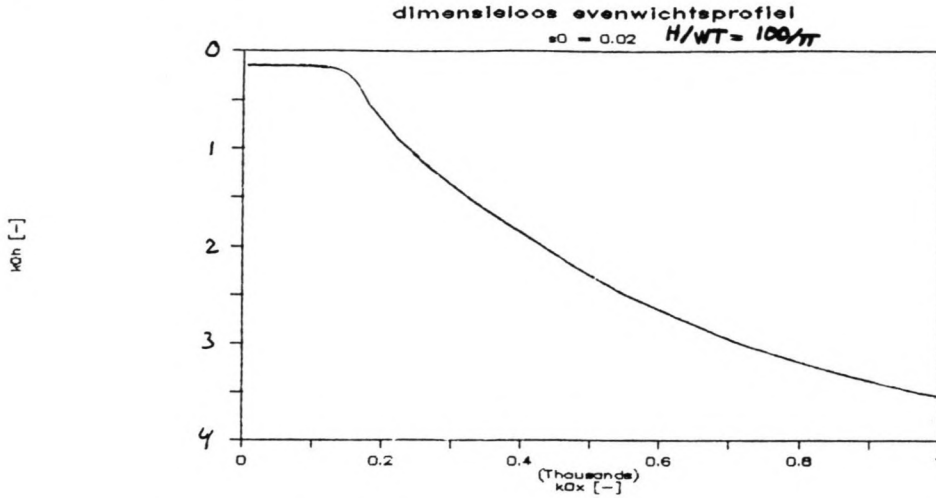


Fig.F.4 : Dimensioneel evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.02$, $H_{TBS}/WT = 100/\pi$

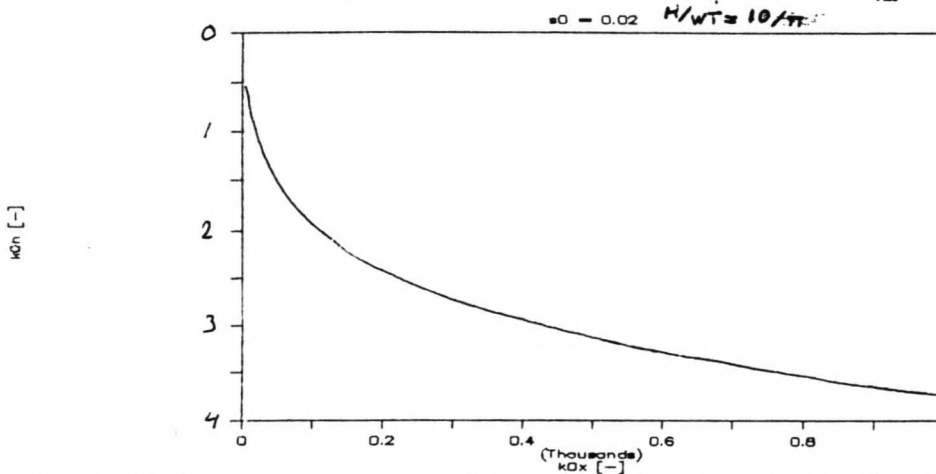


Fig.F.5 : Dimensioneel evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.02$, $H_{TBS}/WT = 10/\pi$

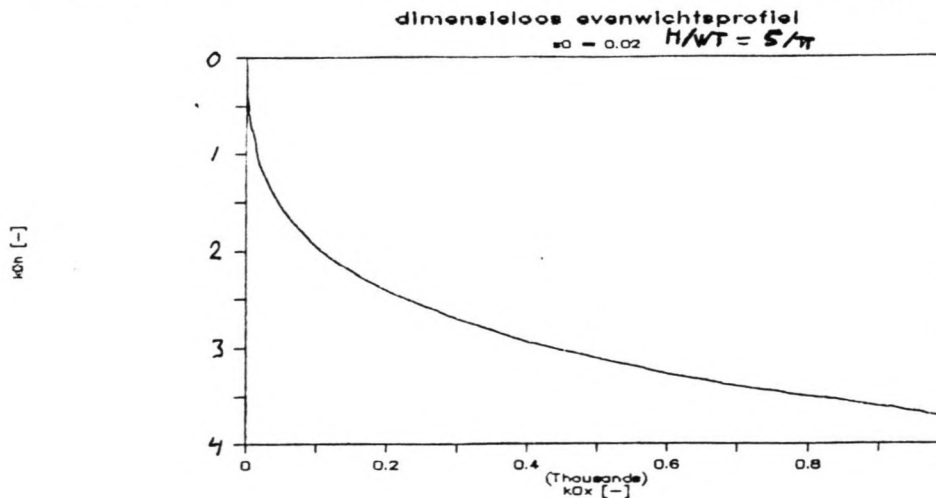


Fig.F.6 : Dimensioneel evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.02$, $H_{TBS}/WT = 5/\pi$

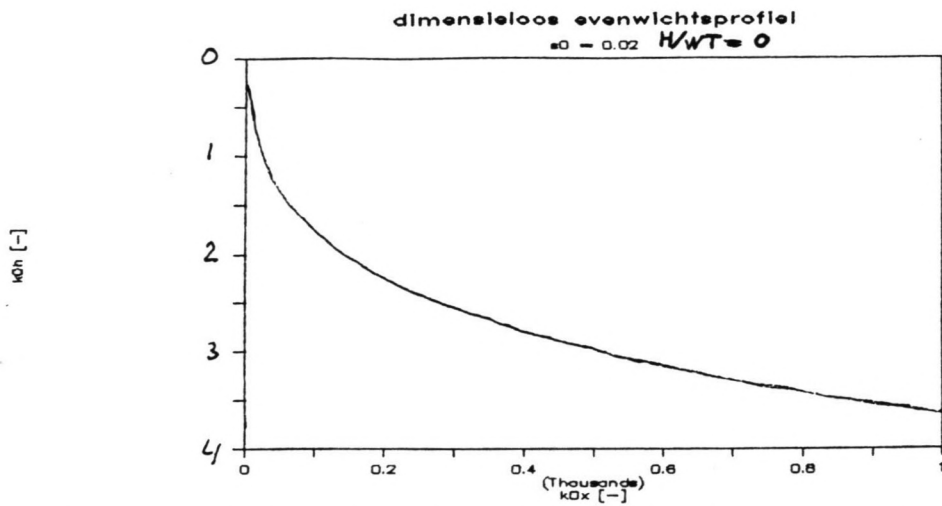


Fig.F.7 :Dimensieloos evenwichtsprofiel, $s_0 = 0.02$, $H_{TBS} / WT = 0$

Uit fig.F.4 blijkt, dat voor zeer fijn sediment het evenwichtsprofiel zeer vlak is. Uit fig.F.7 blijkt, dat voor grof zand, of grint, het evenwichtsprofiel zeker steiler is, maar dat er t.o.v. de tussenliggende waarden van H_{TBS} / WT niet kenmerkende verschillen zijn.

Bijlage 1

PROGRAM SWART_CROSTRAN;

{Het programma Swart-Crostran wordt gebruikt, om berekeningen die met Crostran }
 {zijn gemaakt te analyseren op de manier die Swart heeft gebruikt in zijn proef }
 {schrift. Uit de door Crostran berekende bodemhoogtes worden de kenmerkende }
 {lijnen Le, Lt en L2 -L1 berekend. Dit gebeurt m.b.v. een aparte procedure, }
 {die aan het einde van dit programma wordt gegeven. Uit deze "gemeten" lengtes }
 {kunnen m.b.v. de methode der kleinste kwadraten de constanten se, st en sy en }
 {de lengtes Le, Lt en W bepaald worden. }
 {In het nu volgende programma zijn de uitvoerprocedures weggelaten. Op de }
 {schijf zijn deze echter wel aanwezig. Er zijn hier en daar opmerkingen }
 {geplaatst die de berekeningen kunnen verduidelijken. }

```
CONST STAPX = 0.2;           {stapgrootte in x-richting}
      AANTALDX = 130;        {aantal punten in x-richting}
      AANTALDD = 10;        {aantal punten in het D-profiel}
      AANTALDT = 159;       {aantal tijdstappen }
      ZE = 0.7;             {hoogte van het profiel}
      G = 9.81;
      PI = 3.141592;
      H = 0.45;
      ITERATIESTAP = 1E-5;   {factor die de iteratiesnelheid bepaald}
```

```
TYPE PLAATS = ARRAY[1..AANTALDX] OF REAL;
      TIJD = ARRAY[0..AANTALDT] OF REAL;
      TIJD2D = ARRAY[0..AANTALDT, 1..AANTALDD] OF REAL;
      PRF = ARRAY[1..AANTALDD] OF REAL;
      STRING30 = STRING[30];
      TEXTFILE = TEXT;
```

```
VAR L21 : TIJD2D;
      DX : PLAATS;
      LE, LT, ZT : TIJD;
      SY, W, OK, RK : PRF;
      OK, ALPHA, GRT : BOOLEAN;
      N, J, I, T, PK, NK : INTEGER;
      STAPSOFACTOR, STAPFACTOR, NRL, ZM, ZD, ZO, D1, D2, D, DE, DT, TS,
      HO, HM, HS, D50, SE, WE, LE_ON, ST, WT,
      LT_ON, L_ON, C, FSO, SO, S1, SOM1, SOM2, SOM3,
      F1, F2, F3, F4, F5, BESINVM : REAL;
      GOLF_FILE, IN_FILE, OUT_FILE, OUT : TEXTFILE;
      FILENAAM : STRING[30];
```

```
PROCEDURE GRENZEN_D_PROFIEL (VAR HO, HM : REAL;
                             HS, TS, D50 : REAL); {De grenzen van het }
{D-profiel worden berekend m.b.v. de formules van Swart. }
```

```
VAR MANTISSE, EXPONENT : REAL;
FUNCTION MACHT (MANTISSE, EXPONENT : REAL) : REAL;
BEGIN
  MACHT := EXP (LN (MANTISSE) * EXPONENT);
END;
BEGIN
  HO := (7644 - 7706 * EXP (-0.000143 * MACHT (HS, 0.488) * MACHT (TS, 0.93) /
  MACHT (D50, 0.786))) * D50;
  HM := 6 * SQR (TS) / (2 * PI) * 0.0063 * EXP (4.347 * MACHT (HS, 0.473) / MACHT (TS,
  0.894) / MACHT (D50, 0.093));
END;
```

```
PROCEDURE VGL1 (VAR SO : REAL;           {In deze procedure wordt vgl.A.9}
                VAR L_ON : REAL;        {uit appendix A berekend.}
                VAR DE : REAL;
                LE : TIJD);
```

```
VAR E : REAL;
      T : INTEGER;
BEGIN
  SOM1 := 0;
  FOR T := 0 TO AANTALDT DO
    REFIN
```

```

-----
E:=EXP(-S0*T/DE);
SOM1:=SOM1+2*(L_ON+(LE[0]-L_ON)*E-LE[T])*(1-E);
END;
END;

PROCEDURE VGL2(VAR S0,L_ON,DE : REAL;      {In deze procedure wordt vgl.A.8}
               LE           : TIJD;      {uit appendix A berekend.})
VAR E : REAL;
    T : INTEGER;
BEGIN
    SOM2:=0;
    FOR T:=0 TO AANTALDT DO
    BEGIN
        E:=EXP(-S0*T/DE);
        SOM2:=SOM2-2*(L_ON+(LE[0]-L_ON)*E-LE[T])*(LE[0]-L_ON)*T*E/DE;
    END;
END;

PROCEDURE VGL1WSY(VAR S0,L_ON : REAL); {In deze procedure wordt het equivalent}
               { van A.9 voor de constanten in het D-profiel berekend}
VAR T : INTEGER;
BEGIN
    SOM1:=0;
    F2:=DT*ST*WT*D1/(DT*D*S0-D1*D2*ST);
    IF ALPHA THEN
        F4:=DE*SE*WE*D2/(DE*D*S0-D1*D2*SE)
    ELSE F4:=0;
    FOR T:=0 TO AANTALDT DO
    BEGIN
        F1:=D*S0*T/(D1*D2);
        IF (ABS(F1))>30 THEN F1:=0 ELSE F1:=EXP(-D*S0*T/(D1*D2));
        F3:=EXP(-ST*T/DT);
        IF ALPHA THEN
            F5:=EXP(-SE*T/DE)
        ELSE F5:=0;
        SOM1:=SOM1+2*(L_ON-(L_ON-L21[0,J])*(F1+F2*(F1-F3)+F4*(F1-F5)
                    -L21[T,J])*(1-F1);
    END;
END;

PROCEDURE VGL2WSY(VAR S0,L_ON : REAL); {In deze procedure staat het equivalent}
               {voor vgl. A.8}
VAR T : INTEGER;
    A,B : REAL;
BEGIN
    SOM2:=0;
    F2:=DT*ST*WT*D1/(DT*D*S0-D1*D2*ST);
    IF ALPHA THEN
        F4:=DE*SE*WE*D2/(DE*D*S0-D1*D2*SE)
    ELSE F4:=0;
    FOR T:=0 TO AANTALDT DO
    BEGIN
        F1:=D*S0*T/(D1*D2);
        IF (ABS(F1))>30 THEN F1:=0 ELSE F1:=EXP(-D*S0*T/(D1*D2));
        F3:=-ST*T/DT;IF F3<-30 THEN F3:=0 ELSE F3:=EXP(-ST*T/DT);
        IF ALPHA THEN
            BEGIN
                F5:=-SE*T/DE;
                IF F5>-30 THEN F5:=EXP(-SE*T/DE);
                B:=-SQR(F4)*DE*D/(DE*SE*WE*D2)*(F1-F5)-D*T/(D1*D2)*F1*F4;
            END
        ELSE
            BEGIN
                F5:=0;
                B:=-D*T/(D1*D2)*F1*F4;
            END
    END;
END;

```



```

--
A:=-SQR(F2)*DT*D/(DT*ST*WT*D1)*(F1-F3)-D*T/(D1*D2)*F1*F2;
IF A(1E-10 THEN A:=0;IF B(1E-10 THEN B:=0;
C:=2*(L_ON-(L_ON-L21[0,J])*F1+F2*(F1-F3)+F4*(F1-F5)-
L21[T,J])*(D*T/(D1*D2))*(L_ON-L21[0,J])*F1+A+B);
SOM2:=SOM2+C;

```

END;

END;

```

PROCEDURE SCHATTEWENSYO(VAR L_ON : REAL; (De constanten W en sy worden eerst )
geschat met een tweepuntsiteratie methode.)
VAR SO : REAL;
VAR S1 : REAL;
L21 : TIJD2D);

```

LABEL 100,200;

VAR I : INTEGER;

BEGINNW,FS1,FS0,FC,FAC : REAL;

BEGIN

BEGINNW:=1.1;FAC:=1.025;

100: L_ON:=0;

FOR I:= 0 TO 9 DO

BEGIN

N:=AANTALDT-I;

L_ON:=L_ON+L21[N,J];END;

L_ON:=L_ON/10*BEGINNW;

VGL1WSY(SO,L_ON);

FS0:=SOM1;

VGL1WSY(S1,L_ON);

FS1:=SOM1;

IF (ABS(FS1+FS0))>(ABS(FS0))) AND (ABS(FS1+FS0))>(ABS(FS1))) THEN

200: BEGIN BEGINNW:=BEGINNW/FAC;

SO:=SO/1.01;

S1:=S1*1.01;

IF L_ON<1.2 THEN

BEGIN BEGINNW:=1.1;SO:=1E-4;S1:=0.07;

FAC:=0.98;GOTO 100;END;

GOTO 100;

END;

REPEAT

C:=(SO*FS1-S1*FS0)/(FS1-FS0);

VGL1WSY(C,L_ON);

FC:=SOM1;

IF FC*FS0(0 THEN

BEGIN S1:=C;

FS1:=FC;

END ELSE

BEGIN SO:=C;

FS0:=FC;

END

UNTIL ABS(SOM1)<1;

VGL2WSY(C,L_ON);

IF ABS(SOM2)>5E4 THEN GOTO 200; (Bij een te grote afwijking van de waarde)

(voor som2 ontspoord het proces.)

SO:=C;

END;

```

PROCEDURE SCHATTEWENSE(VAR L_ON : REAL;
VAR SO : REAL;
VAR S1 : REAL;
DE : REAL;
LE : TIJD);

```

LABEL 100,200;

VAR I : INTEGER;

BEGINNW,FS1,FS0,FC,FAC : REAL;

BEGIN

BEGINNW:=1.15;FAC:=1.01;

100: L_ON:=0;

```

FOR I:= 0 TO 9 DO
  BEGIN
    N:=AANTALDT-I;
    L_ON:=L_ON+LE(N);END;
    L_ON:=L_ON/10*BEGINVM;
    VGL1(S0,L_ON,DE,LE);
    FSO:=SOM1;
    VGL1(S1,L_ON,DE,LE);
    FS1:=SOM1;
    IF (ABS(FS1+FS0))(ABS(FS0))) AND (ABS(FS1+FS0))(ABS(FS1))) THEN
200:   BEGIN BEGINVM:=BEGINVM/FAC;
        S0:=5E-5;
        S1:=0.04;
        IF L_ON<5 THEN BEGIN BEGINVM:=1.1;
            S0:=1E-4;S1:=0.07;FAC:=0.99;GOTO 100;END;
        GOTO 100;
      END;
  REPEAT
    C:=(S0*FS1-S1*FS0)/(FS1-FS0);
    VGL1(C,L_ON,DE,LE);
    FC:=SOM1;
    IF FC*FS0<0 THEN
      BEGIN S1:=C;
            FS1:=FC;
        END ELSE
      BEGIN S0:=C;
            FSO:=FC;
        END
  UNTIL ABS(SOM1)< 1;
  VGL2(S0,L_ON,DE,LE);
  IF ABS(SOM2)>5E4 THEN GOTO 200;
  S0:=C;
END;

```

```

PROCEDURE W_EN_SY( VAR L_ON,S0 : REAL;
                  L21      : TIJD2D);

```

```

VAR AANTAL : INTEGER;

```

```

BEGIN

```

```

  AANTAL:=0;
  STAPSOFACTOR:=2;
  STAPFACTOR:=0.1;
  GRT:=FALSE;
  REPEAT
  BEGIN
    STAPFACTOR:=STAPFACTOR*5;
    REPEAT
      NRL:=SOM1;
      L_ON:=L_ON-ITERATIESTAP*STAPFACTOR*SOM1*1000;
      VGL1WSY(S0,L_ON);
      IF (ABS(SOM1+NRL)<(1E-2)) OR (ABS(SOM1+NRL))(ABS(SOM1)) THEN
        BEGIN STAPFACTOR:=STAPFACTOR/5;
              END;
      UNTIL (ABS(SOM1)<(1E-2));
      VGL2WSY(S0,L_ON);
      IF NOT GRT THEN STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR*4;
      I:=0;
      REPEAT
        NRL:=SOM2;
        S0:=S0-ITERATIESTAP*STAPSOFACTOR*SOM2;
        IF ABS(S0)>0.1 THEN BEGIN
          I:=I+1;
          IF I<5 THEN S0:=0.1 ELSE
            IF NOT GRT THEN
              BEGIN
                GRT:=TRUE;
                S0:=1.2;

```

```

        ...
        STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR*2E3;
    END;
END;
IF SO<0 THEN BEGIN
    SO:=5E-3;STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR/8;END;
VGL2WSY(SO,L_ON);
IF (ABS(SOM2+NRL)<1E-1) OR (ABS(SOM2+NRL)<ABS(SOM2)) THEN
    BEGIN STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR/2;
    END ;
UNTIL (ABS(SOM2)<1E-1);
VGL1WSY(SO,L_ON);
AANTAL:=AANTAL +1;
WRITELN(' A =',AANTAL);
IF AANTAL) 400 THEN
    BEGIN WRITELN(' ITERATIE VAN W EN SY ONTSPoord');
    HALT;
    END;
END
UNTIL (ABS(SOM1)< 1E-2) AND (ABS(SOM2)< 1E-1);
END;

PROCEDURE WE_EN_SE( VAR L_ON,SO,DE : REAL;
                    LE           : TIJD);
VAR AANTAL : INTEGER;
BEGIN
    AANTAL:=0; STAPSOFACTOR:=0.01;STAPFACTOR:=1;
    REPEAT
    BEGIN
        STAPFACTOR:=STAPFACTOR*5;
        REPEAT
            NRL:=SOM1;
            L_ON:=L_ON-ITERATIESTAP*STAPFACTOR*SOM1*30;
            VGL1(SO,L_ON,DE,LE);
            IF (ABS(SOM1+NRL)<1E-2) OR (ABS(SOM1+NRL)<ABS(SOM1)) THEN
                BEGIN STAPFACTOR:=STAPFACTOR/5;
                END ;
            UNTIL (ABS(SOM1)<1E-2);
            VGL2(SO,L_ON,DE,LE);
            STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR*4;
            REPEAT
                NRL:=SOM2;
                SO:=SO-ITERATIESTAP*STAPSOFACTOR*SOM2;
                IF SO<0 THEN BEGIN
                    SO:=5E-3;STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR/16;END;
                VGL2(SO,L_ON,DE,LE);
                IF (ABS(SOM2+NRL)<1E-1) OR (ABS(SOM2+NRL)<ABS(SOM2)) THEN
                    BEGIN STAPSOFACTOR:=STAPSOFACTOR/2;
                    END ;
                UNTIL (ABS(SOM2)<1E-1);
                VGL1(SO,L_ON,DE,LE);
                AANTAL:=AANTAL +1;
                WRITELN(' A =',AANTAL);
                IF AANTAL) 400 THEN
                    BEGIN WRITELN(' ITERATIE VAN WE EN SE ONTSPoord');
                    HALT;
                    END;
                END;
            UNTIL (ABS(SOM1)< 1E-2) AND (ABS(SOM2)< 1E-1);
        END;
    END;
END;

```

{HET HOOFDPROGRAMMA BEGINT HIER}

```

BEGIN
    READ(GOLF_FILE,HS,TS,D50);
    GRENZEN_D_PROFIEL(HO,HM,HS,TS,D50);
    70:=H+H0.

```

```

ZM:=H-HM;
DE:=ZE-ZO;
D:=HO+HM;
DT:=ZM;
FOR T:=0 TO AANTALDT DO
BEGIN
  READ(OUT_FILE,LE[T]);

END;
FOR T:=0 TO AANTALDT DO
BEGIN
  READ(OUT_FILE,LT[T]);
END;

FOR J:=1 TO AANTALDD DO
BEGIN
  FOR T:=0 TO AANTALDT DO
    READ(OUT_FILE,L21[T,J]);
  END;

SO:=1E-6;S1:=0.04;DE:=ZE-ZO;
SCHATTEN_WE_EN_SE(L_ON,SO,S1,DE,LE);
WE_EN_SE(L_ON,SO,DE,LE);
LE_ON:=L_ON;SE:=SO;WE:=LE[0]-LE_ON;
WRITELN(LST,WE,LE_ON,SE);

SO:=1E-6;S1:=0.04;DT:=ZM;
SCHATTEN_WE_EN_SE(L_ON,SO,S1,DT,LT);
WE_EN_SE(L_ON,SO,DT,LT);
LT_ON:=L_ON;ST:=SO;WT:=LT_ON-LT[0];
WRITELN(LST,WT,LT_ON,ST);

FOR J:=1 TO AANTALDD DO
BEGIN
  IF J=1 THEN
  BEGIN
    D1:=ZE-ZO; D2:=ZO-ZM;
    D :=ZE-ZM; DE:=0;
    ALPHA:=FALSE;
    SO:=0.2;L_ON:=1.26299;SOM1:=0;
  END ELSE
  BEGIN
    D:=ZO-ZM;
    D1:=(J-1)*D/AANTALDD;
    D2:=D-D1;
    DE:=ZE-ZO;
    ALPHA:=TRUE;
    SO:=1E-4;S1:=0.07;
    SCHATTEN_W_EN_SYO(L_ON,SO,S1,L21);
  END;
  W_EN_SY(L_ON,SO,L21);
  W[J]:=L_ON;
  SY[J]:=SO;
END;

WRITELN(OUT,WE,LE_ON,SE);
WRITELN(OUT,WT,LT_ON,ST);
FOR I:=1 TO AANTALDD DO
  WRITELN(OUT,W[I],L21[0,I],SY[I]);
CLOSE(OUT);
END.

```

```

(HIERONDER STAAT EEN DEEL VAN HET PROGRAMMA SWART-CROSTRAN WAARMEE UIT DE BODEMHOOGTE DE WAARDES)
(VAN LE,LT,L21 KUNNEN WORDEN BEREKEND, EN WORDEN OPGESLAGEN IN DE FILE )
(A:\SWART.001. IN HET PROGRAMMA ZOALS HET HIERBOVEN STAAT, WORDEN DEZE )
(WAARDES UIT DE FILE A:\SWART.001 INGELEZEN )
FOR I:=1 TO AANTALDX DO
BEGIN
  READ(IN_FILE,DX[I]);
END;
FOR T:=1 TO AANTALDT DO
BEGIN
  LE[T]:=0;
  LT[T]:=0;
  ZT[T]:=0;
  PK:=0;NK:=0;
  FOR J:=1 TO AANTALDD DO
  BEGIN
    QK[J]:=0;
    RK[J]:=0;
  END;
  FOR J:=1 TO AANTALDD DO L21[T,J]:=0;
  FOR I:=1 TO AANTALDX DO
  BEGIN
    READ(IN_FILE,DX[I]);DX[I]:=-DX[I];
    IF ZT[T]>DX[I] THEN ZT[T]:=DX[I];
  END;
  FOR I:=1 TO AANTALDX DO BEREKEN_L(DX);
  LE[T]:=LE[T]*STAPX/DE; {formule A.1}
  L21[T,1]:=(L21[T,1]+D*PK)*STAPX/D-LE[T]; {formule A.3}
  FOR J:=2 TO AANTALDD DO
  BEGIN
    L21[T,J]:=L21[T,J]+STAPX*QK[J]; {formule A.3}
  END;
  LT[T]:=STAPX/(ZM-ZT[T])*((ZM-ZT[T])*(PK+RK[1])+LT[T]); {formule A.2}
END;

PROCEDURE BEREKEN_L(DX : PLAATS);
BEGIN
  IF DX[I] > Z0 THEN
  BEGIN
    LE[T]:=LE[T]+(DX[I]-Z0);
    PK:=PK +1; {form. A1}
  END
  ELSE
  BEGIN
    IF DX[I] > ZM THEN
    BEGIN
      L21[T,1]:=L21[T,1]+(DX[I]-ZM); {form. A3}
      RK[1]:=RK[1]+1;
      FOR J:=2 TO AANTALDD DO
      BEGIN
        D1:=J*D/AANTALDD;
        D2:=D-D1; ZD:=ZM+D2;
        IF DX[I]>ZD THEN
        BEGIN
          L21[T,J]:=L21[T,J]-STAPX/D1*(DX[I]-ZD); {form. A.3 derde term}
          QK[J]:=QK[J]+1;
        END
      END
    END
  END

```

```
ELSE BEGIN
  L21[T, J]:=L21[T, J]+STAPX/D2*(DX[I]-ZM); {form. A.4 tweede term}
  RK[J]:=RK[J]+1;
END;
END;
ELSE BEGIN
  LT[T]:=LT[T]+(DX[I]-ZT[T]);NK:=NK+1; {form. A.2 tweede term}
END;
END;
END;
```

Bijlage 2 : Listing van het gebruikte computerprogramma met bijschriften

```
program tanb;
{auteur: C.P.T. van de Kerk.
{datum : 28 augustus 1987
{Het programma tanb berekent de evenwichtshelling volgens de Crostran-con-
{ceptie als functie van de parameters kh, s0 en Hrms/WT. In dit programma
{is zoveel mogelijk de notatie van het rapport aangehouden. Wanneer dit
{niet mogelijk was, bijvoorbeeld door griekse symbolen is een voor de hand
{liggende vertaling gemaakt in het Nederlands.
{De uitvoerprocedures zijn allemaal weggelaten. Op disk zijn ze echter wel
{aanwezig.
{In het programma wat hieronder volgt zijn opmerkingen bijgeschreven over
{de benoeming of de wijze van berekening van de variabelen.

{nkx is het aantal punten waarop een berekening wordt gemaakt,
{nkx vermenigvuldigd met nfac levert de waarde van kh tot waar het program
{ma de waarden van de variabelen berekend. nfac*h is altijd gelijk aan -1
{h = de stapgrootte waarmee het programma, beginnend op diep water, de
{beginwaarde van kh steeds een stap verlaagt. dkx wordt voor gebruikt
{voor de verlaging van de array-indexen
{ns0e is het aantal waarden waarvoor s0 wordt berekend. Met ns0b wordt aan
{gegeven bij welke waarde begonnen moet worden.

const nkx = 40;
      nkxmineen = 39;
      nfac = 40;
      h = -0.025;
      dkx = -1;
      ns0e = 1;
      ns0b = 1;
      epsilonb = 0.10;
      epsilonc = 0.02;
      tanphi = 0.63;
      cf = 0.015;
      delta = 1.65;
      sedgeh = 0.6;
      gamma = 0.48;      {brekingscriterium uit Battjes aangepast}
      gemgamma = 0.39;
      dbeta = 0.05;      {verandering van de evenwichtsligging}

type arraykhns0e = array[0..nkx,1..ns0e] of real;
      arraykhmineen5 = array[2..nkxmineen,1..5] of real;
      arraykh = array[1..nkx] of real;

var q,hster,rster,setup : arraykhns0e;
    tanb : arraykh;
    ue,us,usester,tanbester,tanbe : arraykhmineen5;
    wster : array[1..5] of real;
    x,kh,s0 : real;
    khtel,i,j,k,index : integer;
    index1,index2 : string[1];

Function macht(var mant,expo : real) : real;
begin
    macht:=exp(expo*ln(mant));
end;

Function tanh(var x : real) : real;
var a,b : real;
begin
    a:=exp(x);b:=exp(-x);
```

```

    tanh:=(a-b)/(a+b);
end;

Function sinh(var x : real) : real;
begin
    sinh:=(exp(x)-exp(-x))*0.5;
end;

Function n(var x:real):real;
var tweex :real;
begin
    tweex:=2*x;
    n:=(0.5+x/sinh(tweex));
end;

Procedure hrms;
{In deze procedure wordt Hrms/h berekend als functie van kh en s0 }
begin
    kh:=0.01;i:=0;
    q[i,j]:=(-sqr(gamma*kh*tanh(kh)/(s0*2*pi))*2*n(kh)*tanh(kh));
    if q[i,j]<-9 then q[i,j]:=0 else q[i,j]:=exp(q[i,j]);
    hster[i,j]:=sqr((1-q[i,j])*sqr(s0*2*pi/(kh*tanh(kh)))/
        (2*n(kh)*tanh(kh)));
    for i:=1 to nkh do
    begin
        kh:=i/nfac;
        q[i,j]:=(-sqr(gamma*kh*tanh(kh)/(s0*2*pi))*2*n(kh)*tanh(kh));
        if q[i,j]<-10 then q[i,j]:=0 else q[i,j]:=exp(q[i,j]);
        hster[i,j]:=sqr((1-q[i,j])*sqr(s0*2*pi/(kh*tanh(kh)))/
            (2*n(kh)*tanh(kh)));
    end;
end;

procedure bereken_setup;
var kh2, khplush, khminh, d, diff, x, y, k1, k2, k3, k4 :real;

function f(kh,k:real) : real;
begin
    f:=-diff-1/(d*kh)*(0.25*(2*n(kh)-0.5)*sqr(hster[(nkh+1-i),j])+k);
end;

begin
{We gebruiken voor de set-up een differentie benadering van dH2/dx }
{De numerieke integratie geschiedt m.b.v. de methode van Runge Kutta. De nota- }
{tie is ontleend aan het diktaat numerieke analyse A105. }
    kh:=nkh/nfac;kh2:=2*kh;
    setup[nkh,j]:=0;
    rster[nkh,j] :=sqr(hster[ nkh ,j])*kh/(4*sinh(kh2));
    kh:=(nkh-1)/nfac;kh2:=2*kh;
    setup[(nkh-1),j]:=0;
    rster[(nkh-1),j]:=sqr(hster[(nkh-1),j])*kh/(4*sinh(kh2));
    for i:=2 to nkhmineen do { Het startpunt van de berekening ligt }
    begin { op diep water }
        kh:=(nkh+1-i)/nfac;
        khtel:=(nkh+1-i);
        khplush:=kh+h;khminh:=kh-h;
        d:=1-(ln( tanh(khplush))-ln( tanh(khminh)))/
            (ln(khplush*tanh(khplush))-ln(khminh*tanh(khminh)));
        diff:=((2*n(khplush)-0.5)/8*sqr(hster[(khtel+dkh),j])-
            (2*n(khminh)-0.5)/8*sqr(hster[(khtel-dkh),j]))/(2*h);
        x:=kh; y:=setup[(khtel),j];
        k1:=h*f(x,y);
        x:=kh+0.5*h; y:=setup[(khtel),j]+0.5*k1;
        k2:=h*f(x,y);
        x:=kh+0.5*h; y:=setup[(khtel),j]+0.5*k2;
        k3:=h*f(x,y);

```



```

        x:=kh+h;      y:=setup[(khtel),j]+k3;
k4:=h*f(x,y);
setup[(khtel+dkh),j]:=setup[(khtel),j]+1/6*(k1+2*k2+2*k3+k4);
kh:=(khtel+dkh)/nfac;
kh2:=2*kh;
rster[(khtel+dkh),j]:=sqr(hster[(khtel+dkh),j])*kh/(4*sinh(kh2))
        +setup[(khtel+dkh),j];
end;
setup[1,j]:=39/nfac*setup[2,j];      {Dit is een schatting van }
kh:=1/nfac;kh2:=2*kh;                {de set-up op de waterlijn}
rster[1,j]:=sqr(hster[1,j])*kh/(4*sinh(kh2)) +setup[1,j];
end;

```

```

procedure bereken_tanbe (var umster,fb : real;
                        var qas,qun,qs1 :arraynk);
var fs,u2,u3,u5,u3ster,u5ster,psieen,psitwee,du,expo :real;

{ De notatie in deze procedure is volledig ontleend aan het rapport }

```

```

begin
    du:=usester[khtel,k]/umster;
    u2:=sqr(umster);expo:=1.5;
    u3:=1.6*macht(u2,expo);expo:=2.5;
    u5:=6.38*macht(u2,expo);
    psieen :=(1-q[khtel,j])*9 /16      *umster*2*pi/sqr(sinh(kh))/tanh(kh);
    psitwee:=(1-q[khtel,j])*12/(5*pi)*umster*2*pi/sqr(sinh(kh))/tanh(kh)+
            3*du*u3;
    u3ster:=1.6;expo:=5;
    u5ster:=u5/macht(umster,expo)+5*du*(1-q[khtel,j])*
            12/(5*pi)*umster*2*pi/sqr(sinh(kh));expo:=3;
    fb:=epsilon/tanphi*macht(umster,expo);expo:=4;
    fs:=epsilon*wster[k]*macht(umster,expo)/hster[khtel,j]*
            sqr((2*pi))/(kh*tanh(kh));
    qas[khtel]:= fb*psieen +fs*psitwee;
    qun[khtel]:= fb*3/2*du + fs*du*u3ster;
    qs1[khtel]:= -fb/tanphi*u3ster - fs*epsilon*wster[k]*umster*sqr((2*pi))/
            hster[khtel,j]/(kh*tanh(kh))*u5ster;
    tanbe[khtel,k]:=(qas[khtel] + qun[khtel])/qs1[khtel];
end;

```

```

procedure bereken_retourstroom;
var fb,khplush,khminh,a,a1,b,b1,c,d,dtster,umster,ak0 :real;
    qas,qun,qs1,qtot,t0 : arraynk;
begin
    kh:=nk/nfac;
    tanb[nkh]:=-0.073*0.5*hster[nkh,j]*kh*tanh(kh);
    for i:=2 to nkmineen do
        begin
            kh:=(nk+1-i)/nfac;
            khtel:=nk+1-i;
            khplush:=kh+h;khminh:=kh-h;
            if hster[khtel,j]<0.4 then dtster :=1-0.5*hster[khtel,j]
                else dtster :=0.8;
            c:=-1/(10*2*pi)*sqr(kh*tanh(kh))*hster[khtel,j];
            d:=1-(ln(tanh(khplush))-ln(tanh(khminh)))/
                (ln(khplush*tanh(khplush))-ln(khminh*tanh(khminh)));
            umster:=1/2*hster[khtel,j]*kh*tanh(kh)/(2*pi*sinh(kh));
            a1:=1/3*sqr(dtster)*kh*100/(2*pi)/(1+0.375*sqr(gemgamma));
            b1:=1/2*dtster*kh*100/(2*pi)*(1/16+0.9/(2*pi)*kh)*
                2*hster[khtel,j]/(1+0.375*sqr(gemgamma));
            us[khtel,k]:=1/4*2*pi*sqr(umster)*(3+exp(-2)-2*exp(-1))*3*cos(1);
            repeat
                {Op basis van een schatting van tanb wordt de retourstroom berekend. Daaruit}
                {volgt een waarde voor de tanb. De voorwaarden voor het einde van de lus }
                {staan hier onder. }
            until

```

```

    tanb[khtel]:=tanb[(khtel-dkh)];
    a:=a1*(kh*d*(rster[(khtel+dkh),j] - rster[(khtel-dkh),j])/
        (khplush-khminh)+rster[khtel,j]*tanb[khtel];
    b:=b1*(kh*d*(hster[(khtel+dkh),j] - hster[(khtel-dkh),j])/
        (khplush-khminh)+hster[khtel,j]*tanb[khtel];
    ue[khtel,k]:=a+b+c;
    usester[khtel,k]:= q[khtel,j]*ue[khtel,k]+
        (1-q[khtel,j])*us[khtel,k];
    bereken_tanbe (umster,fb,qas,qun,qsl);
    tanb[(khtel-dkh)]:=tanbe[khtel,k];
until
{De iteratielus wordt beëindigd voor drie verschillende voorwaarden. }
{1. Wanneer het verschil tussen de schatting van tanb en de berekende tanb}
{ kleiner is dan 3% van de uiteindelijke waarde }
{2. Wanneer de tanb een te grote positieve waarde krijgt. Dit treedt op }
{ vlak bij de waterlijn (kh is klein) }
{3. Wanneer de tanb een te grote negatieve waarde krijgt. Deze voorwaar- }
{ is toegevoegd vanwege de rabuustheid. }
    (abs(tanbe[khtel,k]-tanb[khtel]) (0.03*abs(tanbe[khtel,k]))
    or (tanbe[khtel,k])2 or (tanbe[khtel,k])(-2));

    for i:=2 to nkmineen do {In deze lus wordt de formulering }
    begin {volgens Bailard berekend }
        kh:=i/nfac;khtel:=i;
        ak0:=0.5*hster[khtel,j]*kh*tanh(kh);
        tanbester[khtel,k]:=tanbe[khtel,k]/ak0;
    end;
end;

procedure runnummer_en_wster;
begin
    write('runnummer= ( 0 t/m 9 ) : '); {Het runnummer geeft aan met welke}
    read(index);writeln; {extensie de files op disk worden}
    str(index,index1); {opgeslagen }
    wster[1]:=100/pi; {In deze procedure wordt een }
    wster[2]:= 30/pi; {waarde toegekend aan de dimensie}
    wster[3]:= 10/pi; {loze valsnelheid.De valsnelheid }
    wster[4]:= 5/pi; {heeft als parameter k }
    wster[5]:= 0/pi;
end;

begin {Het hoofdprogramma begint hier }
    runnummer_en_wster;
    openen_hrms_files;
    for j:= ns0b to ns0e do
    begin
        s0:=j/100; {Met deze uitdrukking wordt een }
        {waarde van s0 berekend. Op dit }
        {moment is dat achtereenvolgens }
        {0.01, 0.02 etc }

        hrms;
        bereken_setup;
    end;
    uitvoer_hrms_files;

    for j:= ns0b to ns0e do
    begin
        openen_tanb_files;
        for k:=1 to 5 do {Voor 5 waarden van de valsnel- }
        begin {heid wordt de retourstroom, en }
            bereken_retourstroom; {tanb berekend}
        end;
        uitvoer_tanb_files;
    end;
end;

```

