

3132

Water- en zandbeweging in golven en stroom

februari 1991

M.R.A. van Gent

WATER- EN ZANDBEWEGING IN GOLVEN EN STROOM

door

Marcel R.A. van Gent

Delft, februari 1991

**Technische Universiteit Delft,
faculteit der Civiele Techniek,
vakgroep Waterbouwkunde,
sectie Vloeistofmechanica.**

Voorwoord

Het onderzoek dat beschreven is in dit rapport, is verricht als afstudeerproject bij de vakgroep Waterbouwkunde van de faculteit der Civiele Techniek van de T.U. Delft.

In de Waterbouwkunde en met name de kustmorfologie is het van belang om de water- en zandbeweging in golven en stroom te beschrijven. In dit afstudeerverslag wordt een bijdrage aan het onderzoek op dit gebied geleverd door de uitkomsten van een computerprogramma te vergelijken met metingen. De bijdrage aan dit onderzoek is tot stand gekomen onder begeleiding van de afstudeercommissie:

- prof.dr.ir. J.A. Battjes
- drs. R. Booij
- dr.ir. J. van de Graaff

Verder gaat mijn dank uit naar H. Klaasman en R.E. Jorissen voor de medewerking op het gebied van de computerprogrammatuur.

Marcel van Gent

INHOUDSOPGAVE

	pag.
VOORWOORD	2
SUMMARY	6
1 <u>INLEIDING</u>	7
1.1 DOELSTELLING VAN HET ONDERZOEK	7
1.2 PROBLEEMOMSCHRIJVING	7
1.3 PROBLEEMAANPAK	8
1.4 OPBOUW VAN HET RAPPORT	8
2 <u>THEORIE</u>	9
2.1 WATERBEWEGING	9
2.1.1 TURBULENTIE	9
2.1.2 SCHUIFSPANNING	10
2.1.3 TURBULENTIE VISCOSITEIT	11
2.1.4 GRENSLAGEN	13
2.2 SEDIMENTBEWEGING	15
2.2.1 SEDIMENTTRANSPORT	15
2.2.2 CONCENTRATIEVERDELING	17
2.2.3 VERDELINGEN VAN MENGINGS-COEFFICIENT	19
2.3 RELATIE TRANSPORTCOEFFICIENTEN	22

3	<u>TURBULENTIE-VISCOSITEITSMODELLEN</u>	24
3.1	TURBULENTIEMODELLEN	24
3.2	EENVOUDIGE TURBULENTIE-VISCOSITEITS- MODELLEN	24
3.3	MENGWEGLENGTE MODEL	27
3.4	K MODEL	29
3.5	K- ϵ MODEL	30
3.6	KEUZE UIT DE MODELLEN	31
4	<u>BESCHRIJVING NUMERIEK MODEL</u>	32
4.1	INLEIDING	32
4.2	MATHEMATISCHE BESCHRIJVING	33
4.3	RANDVOORWAARDEN	35
4.4	ROOSTER	38
4.5	OPBOUW NUMERIEK MODEL	39
4.6	INVOERGEGEVENS	43
4.7	UITVOERGEGEVENS	44
4.8	HULPPROGRAMMA'S	45
4.9	GEBRUIKTE APPARATUUR	45
5	<u>RESULTATEN NUMERIEK MODEL</u>	46
5.1	INLEIDING	46
5.2	VERGELIJKING MET SNELHEIDSMETINGEN	48
5.2.1	BESCHRIJVING MODELONDERZOEK IN GOLFTUNNEL	48
5.2.2	VERGELIJKEN VAN SNELHEIDSPROFIELEN	49
5.3	RESULTATEN M.B.T.DE WATERBEWEGINGEN VERGELIJKING MET CONCENTRATIEMETINGEN BOVEN KUNSTMATIGE RIBBELS	51
5.3.1	BESCHRIJVING MODELONDERZOEK IN GOLFGOOT	51
5.3.2	BESPREKING VAN RESULTATEN MET BETREKKING TOT DE WATERBEWEGING	52

5.3.3	VERGELIJKING VAN CONCENTRATIEPROFIELEN	60
5.3.4	RESULTATEN MET KLEINERE RUWHEID	64
5.3.5	RESULTATEN MET TWEDE ORDE TERM	67
5.4	VERGELIJKING MET CONCENTRATIE- METINGEN BOVEN ZANDBED	68
5.4.1	BESCHRIJVING MODELONDERZOEK MET HOGE SNELHEDEN	68
5.4.2	VERGELIJKEN VAN CONCENTRATIE- PROFIELEN	69
6	<u>NABESPREKING, CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN</u>	71
6.1	NABESPREKING	71
6.2	CONCLUSIES	74
6.3	AANBEVELINGEN	77
	<u>LITERATUURLIJST</u>	78
	<u>SYMBOLENLIJST</u>	81
	APPENDIX 1	83
	AFLEIDING TRANSPORTVERGELIJKINGEN VOOR K EN ϵ	
	APPENDIX 2	88
	BESCHRIJVING TOEGEPAST K MODEL	
	APPENDIX 3	92
	TOEPASSING MET CONSTANTE VISCOSITEIT	
	Deel II: FIGUREN	

SUMMARY

The purpose of the investigation which is described in this report, is to contribute to the study of the motion of water and sand in waves and currents.

A one-dimensional (vertical) numerical model of oscillatory turbulent flow is used to determine velocity distributions. The so called $k-\epsilon$ model is applied to oscillatory flow over a flat bed, with and without a steady current.

Velocity, turbulent energy, dissipation of turbulent energy, eddy viscosity and shear stress distributions are presented. For determining the water motion a coefficient is used to describe the mixing processes caused by turbulent motions. In the $k-\epsilon$ model this coefficient, the eddy viscosity, is obtained out of equations concerning the energy which is present in eddies. The eddy viscosity describes the vertical exchange of horizontal momentum.

The model is also used to investigate the possibility to determine concentration distributions out of the water motion. The coefficient which describes the exchange of sediment by the turbulent motion is taken equal to the coefficient which describes the exchange of momentum. As far as the prediction of concentration distributions is concerned, the model fails; considerable differences appear when the results are compared with measurements. An explanation for the differences is given: Exchange of momentum in the vertical direction is assumed to be less than the exchange of mass in the vertical direction. The approximation which is used to describe the transport in the vertical direction can also cause deviations (transport is related to the local velocity gradient).

The model produces reliable velocity distributions but the concentration distributions deviate from measured distributions. These deviations are explicable.

To gain better understanding of the processes, more research concerning the transport of mass must be carried out.

1 INLEIDING

1.1 Doelstelling van het onderzoek

De doelstelling van het in dit rapport beschreven onderzoek is, in algemene zin, een bijdrage leveren aan het onderzoek op het gebied van de water- en zandbeweging in golven en stroom. Het betreft hier met name het berekenen van snelheids-, turbulentie viscositeits- en sedimentconcentratieprofielen m.b.v. een één-dimensionaal (verticaal) computermodel. Het model is toegepast op situaties met een oscillerende stroming met een vlakke bodem, al of niet met een constante stroom daarbij.

1.2 Probleemomschrijving

In veel kustwaterbouwkundige problemen speelt sedimenttransport een belangrijke rol. Bij zandige kusten kunnen aanzanding en erosie problemen veroorzaken, vooral wanneer deze van chronische aard zijn. Wanneer uit een bepaald kustvak meer sediment verdwijnt dan er in komt, is er sprake van erosie. Niet de grootte van het sedimenttransport veroorzaakt dus erosie maar het verschil tussen de hoeveelheid sediment die het kustvak uitgaat en de hoeveelheid die het kustvak binnenkomt. Met name de verandering van de kustlijn door het golfklimaat en door het menselijk handelen zijn van belang. De door de golven opgewekte stroming evenwijdig aan de kust (de longshore current), de golven zelf en de stroming t.g.v. de getijbeweging maken de processen in de kustzone gecompliceerd. Door onderzoek probeert men de processen die zich langs de kust afspelen te verklaren. Zowel golven als stroom hebben invloed op het transport van sediment. De golven zorgen ervoor dat zand zich niet alleen op de bodem bevindt maar ook in het water aanwezig is. De bijdrage van de stroming heeft voornamelijk betrekking op het transport van dit sediment.

Voor het voorspellen van sedimenttransport moet de sedimentbeweging bepaald worden. Voor de waterbeweging en de sedimentbeweging zijn parameters nodig die de mengingsprocessen beschrijven. Vaak wordt door het meten van sedimentconcentratieprofielen de mengingscoëfficiënt voor het sediment bepaald. De mengingscoëfficiënt voor de waterbeweging wordt dan bepaald uit de mengingscoëfficiënt van het sediment en daarmee wordt de waterbeweging berekend. De veronderstelling dat de sedimentbeweging gelijk is aan de waterbeweging wordt gemaakt.

Het te onderzoeken probleem is de bepaling van de waterbeweging en de sedimentbeweging in situaties met een oscillerende stroming, al of niet met een constante stroom daarbij.

1.3 Probleemaanpak

In de hier gevolgde procedure wordt de sedimentbeweging vanuit de waterbeweging bepaald. Door met een turbulentiemodel de waterbeweging te voorspellen en daarmee de mengingscoëfficiënt voor het water te bepalen, is het mogelijk om vanuit de waterbeweging de sedimentbeweging te berekenen. De resultaten kunnen vergeleken worden met metingen.

Met het gebruikte turbulentiemodel wordt de mengingscoëfficiënt voor het water bepaald door gebruik te maken van de hoeveelheid energie die in de wervels aanwezig is. In de kustzone is de voortplantingsrichting van de golven niet gelijk aan de transportrichting van het sediment. Echter, de energie in de wervels is onafhankelijk van de richting. Voor de opwekking van turbulentie energie kan het wel uitmaken of de stroom evenwijdig of loodrecht staat op de voortplantingsrichting van de golven. De verschillen worden verondersteld niet zeer groot te zijn. Door nu de mengingscoëfficiënten voor het water en sediment te bepalen uit de waterbeweging bestaande uit golven en een stroom, is, als eerste benadering, het profiel voor de sedimentconcentratie te bepalen. Dit sedimentconcentratieprofiel, vermenigvuldigd met het profiel voor de waterbeweging t.g.v. een stroom, geeft het sedimenttransport. Er wordt hier alleen naar het sediment gekeken dat niet direct door de bodem beïnvloed wordt (d.w.z. sedimentdeeltjes die niet voortdurend met de bodem in contact blijven). Naast dit transport is er ook nog bodemtransport.

1.4 Opbouw van het rapport

Na de inleiding in dit hoofdstuk worden begrippen toegelicht die bij het onderzoek van betekenis zijn. Dit gebeurt zowel voor de waterbeweging als voor de zandbeweging in hoofdstuk 2. Hoe vanuit de waterbeweging de sedimentbeweging kan worden berekend, is toegelicht in par.2.3. In hoofdstuk 3 worden verschillende turbulentie modellen toegelicht. Daarna wordt een keuze gemaakt. Hoofdstuk 4 bevat de beschrijving van het numerieke model. In hoofdstuk 5 worden de resultaten besproken. Er worden ook berekeningen vergeleken met uitkomsten van metingen. De figuren (deel II) zijn bij dit hoofdstuk onmisbaar. Tenslotte worden in hoofdstuk 6 conclusies getrokken en er worden aanbevelingen gedaan.

2 THEORIE

2.1 WATERBEWEGING

2.1.1 Turbulentie

In de vloeistofmechanica worden laminaire en turbulente stromingen onderscheiden. De stroming kan ordelijk, gelaagd verlopen (laminair) of chaotisch, wervelend (turbulent). Een maat voor het optreden van laminaire of turbulente stroming is het (dimensieloze) getal van Reynolds, Re :

$$Re = \frac{U L}{\nu}$$

waarin

- | | | |
|-------|---|----------------------------------------------------------------------|
| U | : | een voor de stroming karakteristiek snelheidsverschil. |
| L | : | een karakteristieke lengte waarover zo'n snelheidsverschil optreedt. |
| ν | : | kinematische viscositeit. |

De kinematische viscositeit is een coëfficiënt voor de uitwisseling van impuls per massa-eenheid (diffusiecoëfficiënt voor impuls).

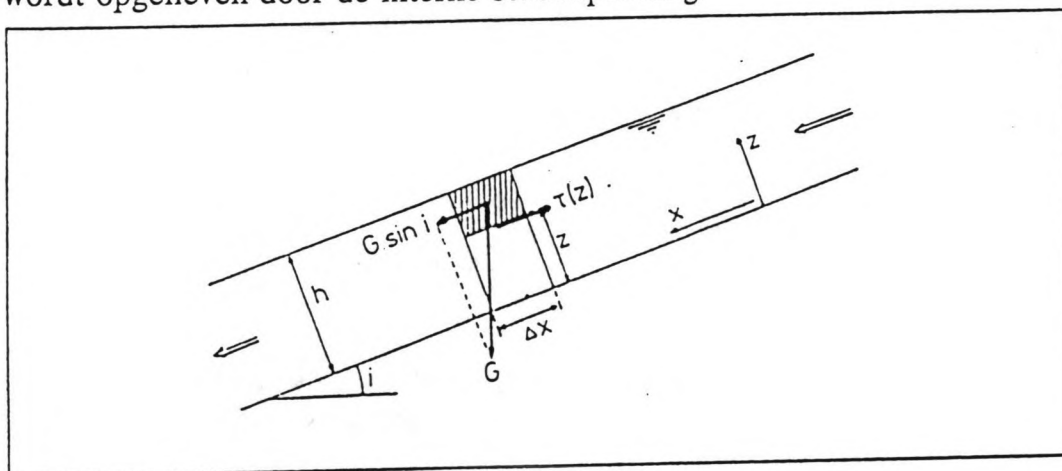
Laminaire stroming (b.v. grondwaterstroming) treedt op bij relatief kleine getallen van Reynolds ($Re < \text{orde } 1000$). De meeste stromingsproblemen in de civiele techniek zijn turbulent door de grote snelheden, grote lengtematen en lage viscositeit van water. Bij een turbulente stroming zijn er naast de hoofdbeweging (gemiddelde componenten van druk, snelheid, spanning, enz.) belangrijke turbulente bewegingen (wervels). Kenmerken van turbulentie zijn onregelmatigheid, een groot transport van impuls, hydrodynamische energie, warmte en massa (diffusiviteit), driedimensionale wervelsterktefluctuaties met grotere lengteschalen dan de moleculaire lengteschalen en energiedissipatie. Bij kleine wervels vindt verlies plaats van energie van de turbulente beweging aan de moleculaire beweging. Om de turbulentie in stand te houden is een aanvulling van turbulentie energie nodig. Voor energieoverdracht van

energie uit de hoofdbeweging zijn grote wervels het belangrijkste. Tussen de grootste en kleinste wervels doorloopt de turbulentie een heel scala van wervelschalen, de wervelcascade.

De grote transporten van de grootheden impuls, energie, warmte en massa door de wervels is dus een belangrijk kenmerk van turbulentie.

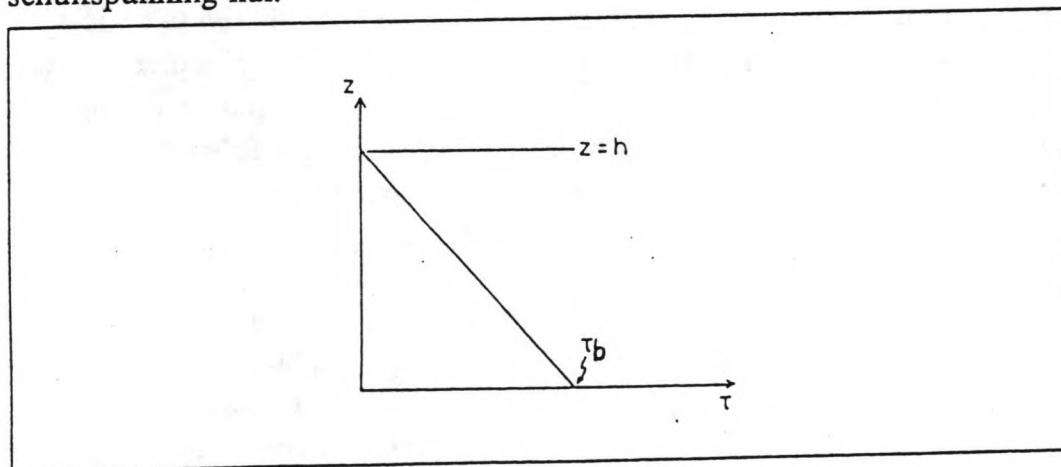
2.1.2 Schuifspanning

Bij een eenparige stroming (geen versnellingen) zijn de krachten op een waterpakketje in evenwicht. De zwaartekrachtscomponent in de stromingsrichting wordt opgeheven door de interne schuifspanning.



figuur 1

De schuifspanning is in het geval van een eenparige, twee-dimensionale vrije oppervlakte stroming een lineaire functie van de diepte. De schuifspanning bij de bodem (bodemschuifspanning) is maximaal; aan het vrije wateroppervlak is de schuifspanning nul.



figuur 2: schuifspanning bij een eenparige, twee-dimensionale vrije opp. stroming.

In een stationaire stroming in ondiep water is de snelheid over de hele diepte afhankelijk van de bodemwrijving. Als de bodemwrijving of de snelheid snel verandert in de tijd (geen uniforme stroming maar b.v. een golf) zal het snelheidsprofiel niet onmiddellijk aangepast zijn aan de bodemwrijving. Daarvoor is eerst verticale overdracht van impuls nodig; dit kost enige tijd. Alleen de laag bij de bodem zal dan aangepast zijn. Het snelheidsprofiel is dus niet direct aan de nieuwe randvoorwaarden/bodemschuifspanning aangepast.

2.1.3 Turbulentie viscositeit

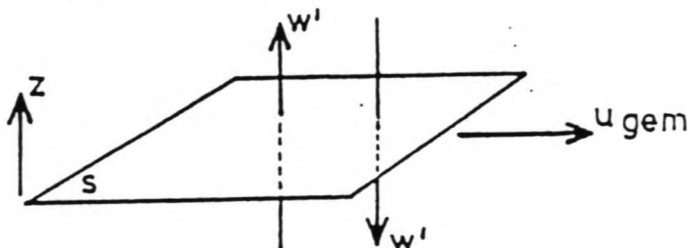
Om snelheidsprofielen te kunnen voorspellen wordt gebruik gemaakt van een coëfficiënt voor de uitwisseling van impuls. In turbulentiemodellen wordt deze coëfficiënt turbulentie viscositeit genoemd. Het is een relatie tussen de schuifspanning en de snelheidsgradiënt van de gemiddelde snelheden (de turbulente afwijkingen zijn weggemiddeld) en heeft een herverdeling van horizontale impuls in de verticaal ten gevolge:

$$\tau(z) = \rho v_t \frac{\partial u(z)}{\partial z}$$

waarin

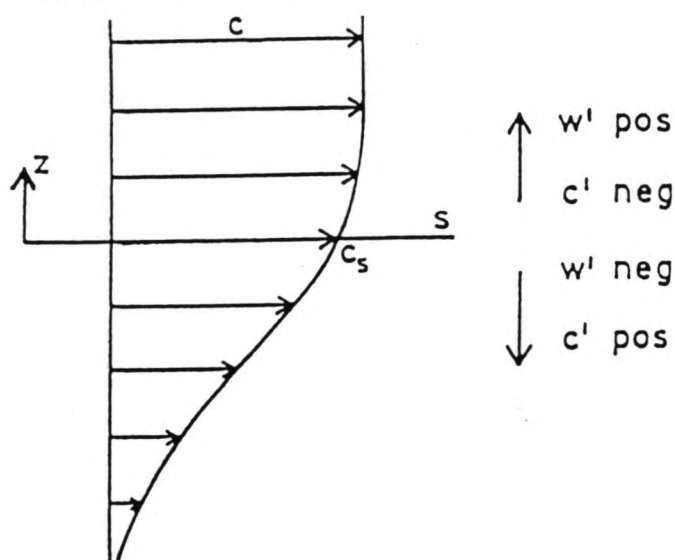
τ	:	schuifspanning.
ρ	:	massadichtheid van vloeistof.
v_t	:	turbulentie viscositeit.
u	:	horizontale snelheid van de hoofdbeweging.

Turbulent transport is het transport t.g.v. de turbulente beweging. Het mechanisme ervan laat zich het best begrijpen door een richting te beschouwen waarin geen gemiddelde snelheid aanwezig is zodat het transport door de gemiddelde snelheid in deze richting nul is. Door een vlakje S loodrecht op deze richting passeert slechts vloeistof ten gevolge van de turbulente snelheid w' .



figuur 3: schets m.b.t. turbulent transport.

Transport van een grootheid G door S treedt op als er meer G door het oppervlak gaat in de ene dan in de andere richting. Omdat de gemiddelde snelheid loodrecht op S nul is, zal dit i.h.a. slechts optreden bij een concentratiegradiënt van G loodrecht op S . Vloeistof die bij een positieve gradiënt in positieve z -richting door S gaat transporteert een lagere concentratie aan G (c) dan c_s naar boven ($w' > 0$; $c' = c - c_s < 0$ waarin c_s de concentratie bij S is). Vloeistof die in negatieve z -richting beweegt, transporteert een hogere concentratie dan c_s ($w' < 0$; $c' > 0$).



figuur 4: schets m.b.t. gradiënttype transport.

De twee groepen transportereren door S :

opwaarts : $w'c = w'c' + w'c_s$ met positieve w' en negatieve c' .

neerwaarts : $w'c = w'c' + w'c_s$ met negatieve w' en positieve c' .

Bij sommeren blijven de termen $w'c'$ over. Het transport heeft dus de gemiddelde waarde van $w'c'$.

Bij gradiënttype transport wordt de mate waarin transport van een grootheid G optreedt evenredig verondersteld met de gradiënt van deze grootheid G . De mate waarin het transport evenredig is met deze gradiënt is de transportcoëfficiënt.

Voor het turbulente transport wordt een gradiënttype transport verondersteld. Als voor de grootheid G impuls wordt genomen ontstaat de genoemde vergelijking met als transportcoëfficiënt de turbulente viscositeit.

Om de turbulente viscositeit te bepalen zijn verschillende theorieën ontwikkeld (zie Justesen, 1988 voor een overzicht]. Drie belangrijke soorten turbulentiemodellen waarin waarden voor de turbulente viscositeit bepaald worden, zijn:

A "Zero equation models": Turbulentiemodellen die geen transportvergelijking voor turbulente grootheden hebben. De turbulente viscositeit wordt bepaald uit experimenten of aan de hand van een algebraïsche relatie met

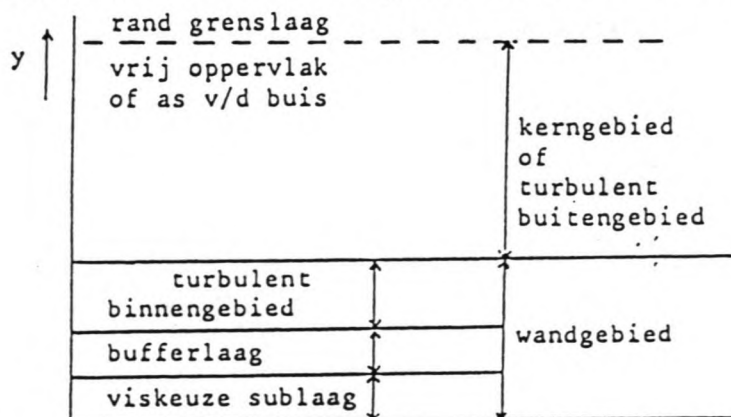
eigenschappen van de hoofdstroom (gemiddelde snelheid).

- B Turbulentiemodellen waarin de turbulentie viscositeit bepaald wordt uit de oplossing van differentiaalvergelijkingen voor eigenschappen van de turbulente beweging: één-vergelijking modellen voor de turbulentie energie per massa-eenheid (k model) en de twee-vergelijkingen modellen voor de turbulentie energie en de dissipatie van turbulentie energie (k- ϵ model).
- C Turbulentiemodellen waarin niet de transportvergelijkingen voor de turbulentie energie maar de transportvergelijking voor de zes Reynoldse spanningen worden opgelost. Door het grote aantal vergelijkingen zijn deze modellen minder aantrekkelijk.

Een recentere aanpak gaat uit van het numeriek simuleren van de grote wervels. Alleen de grote wervels worden verondersteld een aanmerkelijke invloed op de uitwisselingen te hebben. De invloed van de kleinere wervels op de grote wervels en de eigenschappen van de kleinere wervels worden door enkele parameters weergegeven. De naam van de modellen is "Sub-grid-scale modelling" of "Large-eddy-simulation" (LES). Het cruciale punt van deze methode is de modellering van de interactie tussen grote en kleine wervels.

2.1.4 Grenslagen

Afschuifstromen zijn turbulente stromingen die gekenmerkt worden door een hoofdbeweging die slechts langzaam varieert in de stroomrichting maar veel sterker loodrecht op die richting. Bij afschuifstromen langs wanden/bodem ontstaan snelheidsgradiënten door afremming aan de wand/bodem. Afschuifstromen langs wanden/bodem worden grenslagen genoemd. Bij de turbulente stroming langs een wand kan onderscheid worden gemaakt tussen verschillende gebieden.



figuur 5: gebieden in een turbulente stroming.

De grenslaag is onder te verdelen in het wandgebied, waar de stroming bepaald wordt door de wandcondities, en het turbulente buitengebied. Het wandgebied is ook weer onder te verdelen in de viskeuze sublaag (waarin de viskeuze schuifspanning overheerst), de bufferlaag (waarin zowel de viskeuze als de turbulente schuifspanning belangrijk zijn) en het turbulente binnengebied (waarin de turbulente schuifspanning overheerst). Het wandgebied wordt gekarakteriseerd door een bij benadering constante schuifspanning [Collegedictaat b82].

De grenslaag kan zich tot het vrije wateroppervlak uitgestrekt hebben. Dat is het geval bij stromingen in rivieren. Het kan ook zijn dat de grenslaag (nog) niet het hele beschikbare gebied vult. Bij een variatie in de tijd van b.v. een aandrijvende drukgradiënt (b.v. een golf) heeft de grenslaag zich veelal niet volledig ontwikkeld. Men spreekt dan van een ontwikkelende grenslaag. Bij een golf kan het dus voorkomen dat de grenslaag zich niet tot het oppervlak uitstrekt. De buitenstroming, de stroming in het eigenlijke buitengebied, varieert dan in plaats en tijd. De buitenstroming wordt niet afgeremd door de wand/bodem. De buitenstroming beïnvloedt wel de grenslaagstroming.

De dikte van de grenslaag kan geschat worden door aan te nemen dat de groei van de grenslaag plaatsvindt in een halve periode waarin een constante buitensnelheid U_0 verondersteld is. Als schatting kan gebruikt worden:

$$D = \frac{1}{2} T \kappa u_*$$

met

$$u_* \approx \frac{1}{10} \text{ á } \frac{1}{15} U_0$$

waarin

D	:	dikte van de grenslaag.
T	:	periode van de golf.
κ	:	Von Karman constante (0.4).
U_0	:	buitensnelheid.

2.2 SEDIMENTBEWEGING

2.2.1 Sedimenttransport

Sedimenttransport (S) in water wordt geschreven als produkt van een sedimentconcentratie (c) en een waterdeeltjessnelheid (U) [Collegedictaat f7].

$$S = c U$$

In de kustzone zijn golven en stroom belangrijk voor het sedimenttransport. De stroom beïnvloedt voornamelijk de transportsnelheid terwijl de golven voornamelijk invloed hebben op de hoeveelheid sediment in suspensie. De snelheid (U) en ook de concentratie (c) variëren als een functie van de tijd. De oscillerende beweging van de waterdeeltjes onder golven maakt dat de snelheid een functie van de tijd is. Omdat de sedimentbeweging voornamelijk beïnvloed wordt door de waterbeweging is ook de sedimentconcentratie een functie van de tijd. Het sedimenttransport in x-richting door een vlakje met een breedte van één meter is:

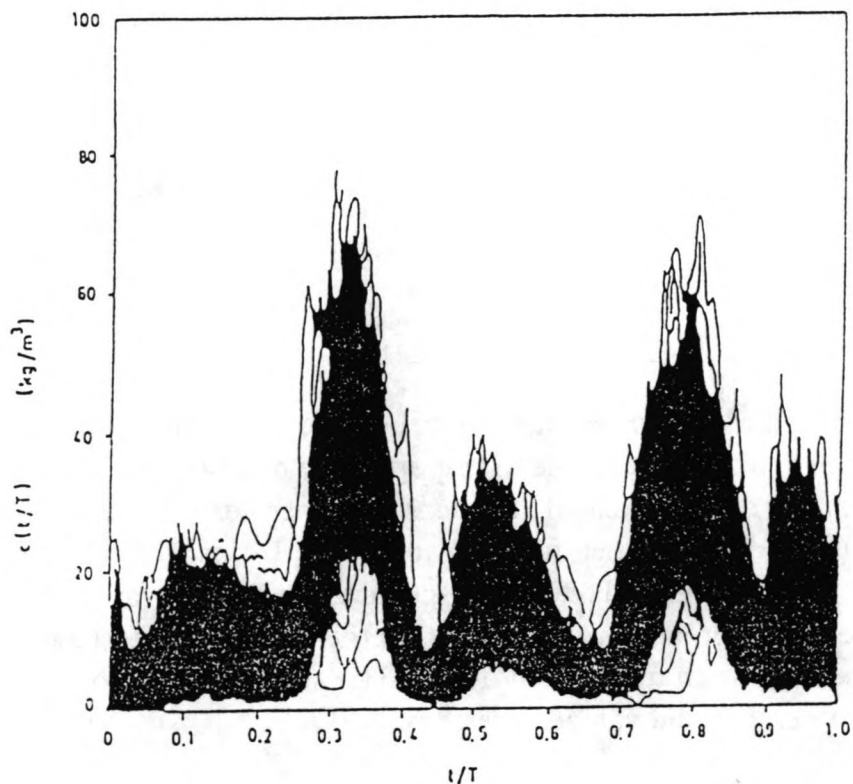
$$S_x = \frac{1}{r} \int_0^{t'} \int_0^{h+\eta} c(z,t) U(z,t) dt dz$$

waarin

S_x	:	x-component van het sedimenttransport per eenheid van breedte.
t'	:	duur van het tijdsinterval van integratie.
h	:	tijdgemiddelde waterdiepte.
η	:	momentane niveau van het wateroppervlak.
$c(z,t)$:	momentane concentratie van sediment in suspensie.
$U(z,t)$:	x-component van de momentane snelheid.

De tijd t' moet veel langer gekozen worden dan een enkele periode van een golf want het effect van onregelmatigheden in de golven moet uitgemiddeld worden. Over het gedrag van $c(z,t)$ is weinig bekend.

De figuur geeft aan dat het moeilijk is om uit metingen een relatie voor de concentratie als functie van de tijd vast te stellen.



c : concentration
t : time
T : wave period

figuur 6: 100 metingen van sedimentconcentratie in één figuur.

In de zone langs de kust waar de golven breken, de brandingszone, is de hoek van de golfkruinen met de kustlijn klein door refractie. De golven veroorzaken een stroming evenwijdig aan de kust, de longshore current. Doordat de golfkruinen bijna evenwijdig aan de kust zijn veroorzaken de golven nog maar een kleine periodieke variatie in de snelheid van de stroming evenwijdig aan de kust (longshore current snelheid). De vereenvoudiging om de variatie van de snelheid met de tijd te verwaarlozen (voor de berekening van sedimenttransport door de longshore current) kan dan gemaakt worden. $U(z,t)$ wordt dan $U(z)$. Vaak wordt ook de tijdgemiddelde waarde van de concentratie gebruikt i.p.v. de tijdsafhankelijke concentratie. Met deze aanname wordt de vergelijking:

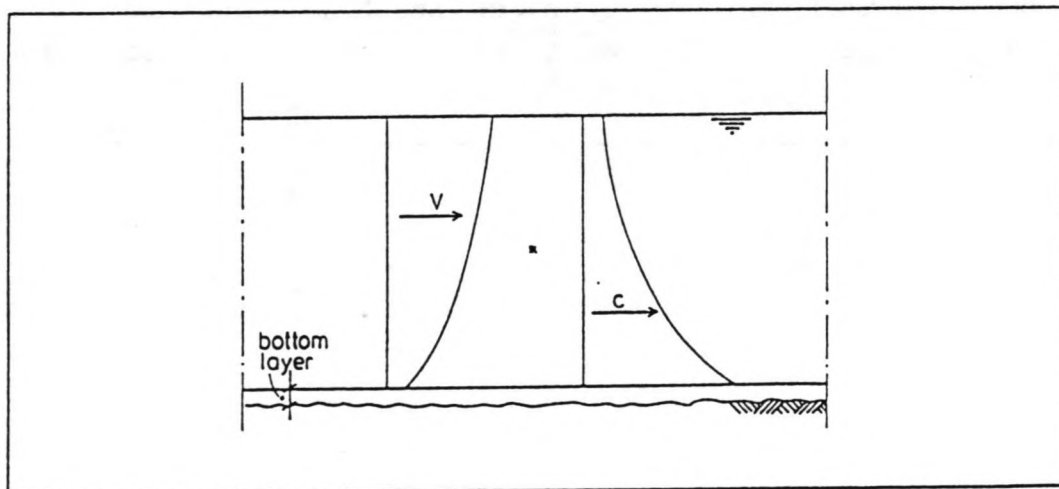
$$S_x = \int_0^h \overline{c(z)} U(z) dz$$

Bij de bodem vindt sedimenttransport plaats waarbij het sediment bijna continu contact heeft met de bodem. De laag waarin dit gebeurt wordt hier de bodemtransportlaag genoemd. Daarboven wordt het sediment alleen direct beïnvloed door het water en niet door de bodem. Dit laatste wordt het suspensietransport genoemd. Hiervoor geldt:

$$S_s = \int_{\delta_b}^h \overline{c(z)} U(z) dz$$

waarin

δ_b : dikte van de bodemtransportlaag.



figuur 7: Suspensietransport.

Om het suspensietransport te voorspellen moet naast de snelheidsverdeling de concentratieverdeling bekend zijn.

2.2.2 Concentratieverdeling

Vaak wordt voor de verticale verdeling van sedimentconcentraties uitgegaan van een gradiënttype transport. Dit betekent dat het transport door menging in een bepaalde

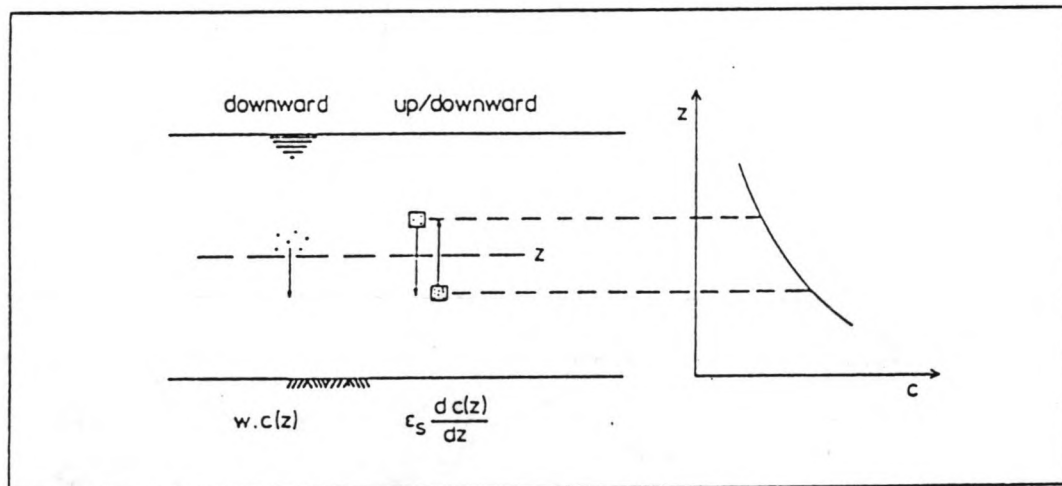
richting evenredig is met de gradiënt van de sedimentconcentratie in die richting. Bij een eenvoudig diffusiemechanisme wordt gebruik gemaakt van onderstaande vergelijking:

$$w c(z) + \epsilon_s(z) \frac{d c(z)}{d z} = 0$$

waarin

w : valsnelheid van de sedimentdeeltjes.
 $\epsilon_s(z)$: mengingscoëfficiënt voor sediment.

Deze uitdrukking kan uitgelegd worden als een balansvergelijking voor het transport van sediment door een horizontaal vlak op een hoogte z boven de bodem. In een stationaire en horizontaal uniforme toestand is het opwaartse sedimenttransport gelijk aan het neerwaartse sedimenttransport. Het neerwaartse sedimenttransport wordt veroorzaakt door het vallen van de sedimentkorrels door hun eigen gewicht. Het opwaartse transport is het gevolg van het diffusiemechanisme. Bij uitwisseling van volumes water bevat het opwaarts bewegende watervolume meer sediment dan het neerwaarts bewegende watervolume.



figuur 8: Principeschets diffusiemechanisme.

De algemene oplossing is:

$$c(z) = c_a \exp \left[-w \int_a^z \frac{dz}{\epsilon_s(z)} \right]$$

waarin

c_a : referentieconcentratie (op niveau $z=a$).

De vorm van de concentratieverdeling wordt bepaald door de verdeling van de mengingscoëfficiënt voor het sediment. De bodemconcentratie op een niveau $z=a$ legt de grootte van de concentratieverdeling vast.

Dit eenvoudige diffusiemechanisme geldt in het geval van een uniforme stationaire situatie. De vergelijking voor dit eenvoudige mechanisme houdt geen rekening met de orbitaalbeweging. Deze vergelijking wordt echter wel vaak gebruikt voor de bepaling van concentratieverdelingen onder golven.

Als de periodieke variatie niet verwaarloosd mag worden en de concentratie onafhankelijk van de x -richting (gemiddelde stromingsrichting) wordt genomen, kan de concentratieverdeling bepaald worden uit onderstaande differentiaalvergelijking:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = w \frac{\partial c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_s \frac{\partial c}{\partial z}$$

Om de concentratieverdeling te voorspellen moeten dus de valsnelheid van het sediment, de concentratie op een niveau $z=a$ en de verdeling van de mengingscoëfficiënt bekend zijn.

2.2.3 Verdelingen van mengingscoëfficiënt

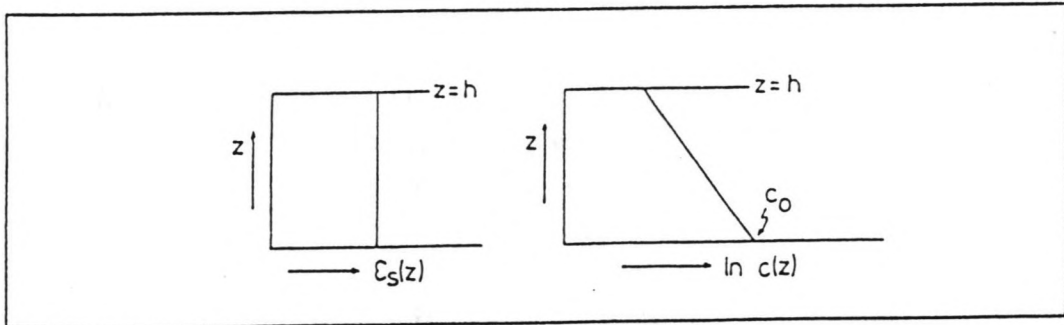
Voor de mengingscoëfficiënt voor sediment zijn verscheidene verdelingen voorgesteld. Enkele (tijdonafhankelijke) verdelingen worden hier toegelicht [Collegedictaat f7].

Coleman [1970] gebruikt een constante coëfficiënt $\epsilon_s(z) = \epsilon_c$ (bij stroom en golven) met een concentratieverdeling:

$$c(z) = c_0 \exp\left(-\frac{wz}{\epsilon_c}\right)$$

waarin

- c_0 : bodemconcentratie op een referentieniveau.
 w : valsnelheid.
 ϵ_c : mengingscoëfficiënt voor sediment.



figuur 9: Schets Coleman-verdeling

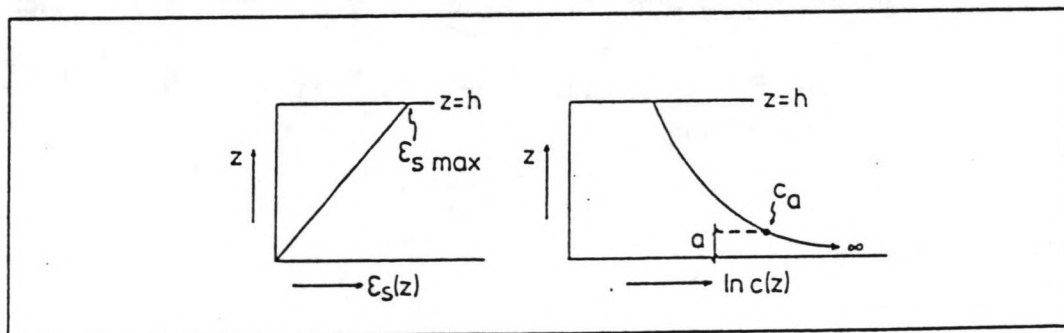
Bhattachary [1971] kwam met een lineaire verdeling (die gebruikt wordt voor golven) waarbij de grootste waarde aan het wateroppervlak wordt bereikt.

$$\epsilon_s(z) = (z/h) \epsilon_{smax} \text{ met}$$

$$c(z) = c_a \left[\frac{a}{z} \right]^{\left(\frac{wh}{\epsilon_{smax}} \right)}$$

waarin

- c_a : concentratie op een referentieniveau $z=a$.



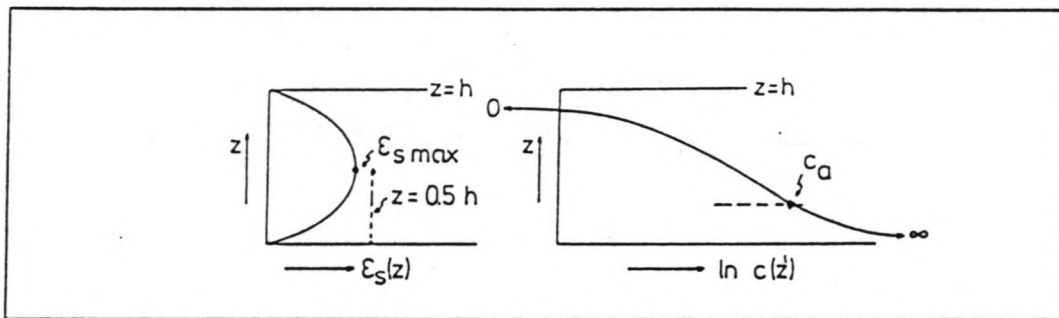
figuur 10: Schets Bhattachary-verdeling

Een parabolische verdeling werd voorgesteld door Rouse/Einstein. Deze wordt gebruikt voor golven en stroom.

$$e_s(z) = 4 e_{smax} \frac{z}{h} \left(\frac{h-z}{h} \right) \quad \text{met}$$

$$c(z) = c_a \left(\frac{h-z}{z} \frac{a}{h-a} \right)^{z^*} \quad \text{met}$$

$$z^* = \frac{w}{\kappa u_*} = \frac{hw}{4 e_{smax}}$$



figuur 11: Schets Rouse/Einstein-verdeling

Met de laatste twee verdelingen kan de concentratie alleen bepaald worden vanaf een zekere referentie hoogte, anders wordt de concentratie aan de bodem oneindig groot.

Omdat de sedimentbeweging voornamelijk bepaald wordt door de waterbeweging is het waarschijnlijk dat ook de mengingscoëfficiënt voor het sediment afhankelijk is van de mengingscoëfficiënt voor het water. De bepaling van de coëfficiënt voor het sediment kan bepaald worden uit de coëfficiënt voor het water als een goede relatie tussen deze twee mengingscoëfficiënten bepaald kan worden.

2.3 RELATIE TRANSPORTCOEFFICIENTEN

In par. 2.1.3 is het principe van turbulente transporten toegelicht. Aangenomen is dat de transporten van het gradiënttype zijn. Dit geldt zowel voor het transport van impuls als voor het transport van massa. Voor de transportcoëfficiënten voor impuls (turbulentie viscositeit) en massa (mengingscoëfficiënt) moeten waarden bepaald worden. Met een turbulentiemodel kunnen waarden verkregen worden voor de transportcoëfficiënt voor impuls. Door gebruik te maken van de Reynolds-analogie (impuls en massa worden getransporteerd op dezelfde manier en in dezelfde mate van afhankelijkheid van de gradiënt) kan de waarde van de transportcoëfficiënt voor massa verkregen worden. Dit gebeurt door dezelfde waarde voor beide coëfficiënten te nemen. Deze transportcoëfficiënt voor massa is een maat voor de menging van "water in water" (zelfdiffusie). Voor het bepalen van sediment-concentratieprofielen moet de coëfficiënt voor het transport van sediment bepaald worden.

Voor de relatie tussen de mengingscoëfficiënten voor het sediment en voor het water wordt gebruik gemaakt van onderstaande vergelijking [Collegedictaat f7]:

$$\epsilon_s = \varphi \beta \epsilon_f$$

waarin

ϵ_s	:	mengingscoëfficiënt voor het sediment.
ϵ_f	:	mengingscoëfficiënt voor water in water (zelfdiffusie).
φ	:	factor.
β	:	factor.

φ -factor: Deze factor drukt het afnemen van de turbulentie veroorzaakt door de sedimentconcentratie uit. Voor kleine concentraties ($c < 2.5 \text{ kg/m}^3$) kan deze factor gelijk gesteld worden aan één.

β -factor: Deze factor beschrijft het verschil tussen de menging van een sedimentdeeltje en van een waterdeeltje. De waarde zou kleiner dan één kunnen zijn als de sedimentdeeltjes niet volledig kunnen reageren op de turbulente snelheidsfluctuaties. De waarde zou groter dan één kunnen zijn als de centrifugaalkrachten op de sedimentdeeltjes (grotere dichtheid) groter zijn dan op de waterdeeltjes. De sedimentdeeltjes worden dan als het ware naar de buitenkant van

de wervel geslingerd met als gevolg een grotere menging.

Voor de β -factor wordt vaak een waarde groter dan één genomen. Uit metingen is gebleken dat de relatie tussen de mengingscoëfficiënten afhankelijk is van de deeltjesgrootte [Van de Graaff, 1988]. Dit kan verrekend worden door de β -factor afhankelijk te maken van de valsnelheid van de sedimentdeeltjes.

$$\beta = 1 + 25 w$$

waarin

w	:	valsnelheid van de sedimentdeeltjes (m/s).
25	:	experimentele niet-dimensieloze factor (s/m).

De factor 25 is slechts geldig bij bepaalde golfcondities. Deze uit metingen verkregen formule is nog niet theoretisch onderbouwd.

3 TURBULENTIE-VISCOSITEITSMODELLEN

3.1 Turbulentiemodellen

Men is in het algemeen meer geïnteresseerd in de gemiddelde eigenschappen van een waterbeweging dan in de details van de turbulente beweging. De gemiddelde eigenschappen veranderen geleidelijker dan de momentane waarden. Men is niet in staat om de beweging tot op de kleinste schalen te modelleren. Bij het middelingproces voor de modellering van de gemiddelde waarden gaat als het ware informatie verloren. Hierdoor zijn extra betrekkingen nodig. Dit wordt het sluitingsprobleem van de turbulentie genoemd. Een stel extra betrekkingen om de gemiddelde waarden te voorspellen wordt een turbulentiemodel genoemd. De extra betrekkingen worden opgesteld om de turbulentie viscositeit te bepalen. Voor een uitgebreidere behandeling van turbulentiemodellen zie collegedictaat b82, Booij 1982 en tevens Justesen 1988.

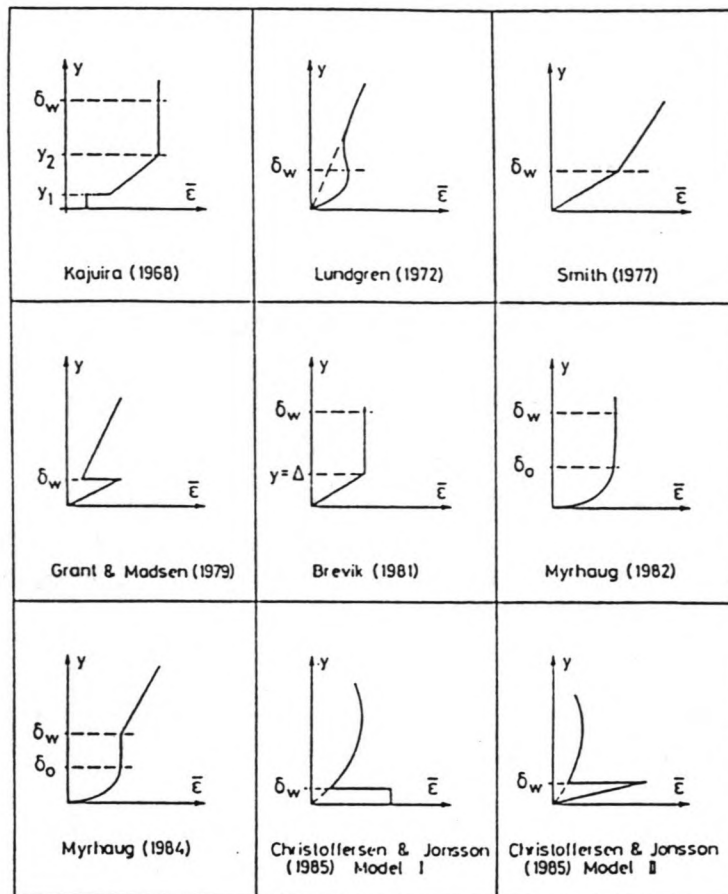
De turbulentie viscositeit ν_t kan geschreven worden als het produkt van een snelheidsschaal (V_t) en een lengteschaal (L_t):

$$\nu_t = V_t L_t$$

3.2 Eenvoudige turbulentie-viscositeitsmodellen

Bij eenvoudige turbulentie-viscositeitsmodellen worden de lengteschaal en snelheidsschaal uitgedrukt in grootheden van de hoofdstroom. Voor de snelheidsschaal kan b.v. de dieptegemiddelde snelheid of de schuifspanningssnelheid gekozen worden en voor de lengteschaal een parabolische functie met de diepte.

$$V_t = u_*$$



Kajura (1968)	S/R	W	A	Three-layer model for the eddy viscosity yields an ODE which can be solved analytically.
Lundgren (1972)	R	W/C	A	The first comprehensive model for 3D wave-current motion. EV from current motion is added vectorially to EV from wave motion, which is estimated from experiment by Jonsson (1963).
Smith (1977)	R	W/C	A	Two-layer model for directional wave-current motion. Only appropriate for strong currents.
Grant and Madsen (1979)	R	W/C	A	Linearly increasing EV away from the wall. ODE leads to analytical solution. Rough beds only. Theory aimed at co-existing 3D wave and current fields.
Brevik (1981)	R	W	A	Two layers for the eddy viscosity yields an ODE which can be solved analytically. EV is linear inside the inner layer and constant in the outer layer.
Myrhaug (1982)	R	W	A	Two-layer model for the eddy viscosity yields an ODE which can be solved analytically. EV is parabolic inside an inner boundary layer and constant in an outer boundary layer.
Myrhaug (1984)	R	W/C	A	Extension of Myrhaug (1982) to cover combined wave and current motion. EV is parabolic outside the wave boundary layer. 3D-fields included.
Christoffersen and Jonsson (1985)	R	W/C	A	Two two-layer models to cover current dominated and wave-dominated flow fields. 3D-fields covered. EV outside wave boundary layer is parabolic. Inside EV is linear and constant, respectively.

figuur 12 (bron: Justesen 1988) Time-invariant eddy viscosity models. EV is short for eddy viscosity, S = smooth, R = rough, T = transitional, W = waves, C = currents, A = analytical, N = numerical.

$$L_t = \kappa z \left(1 - \frac{z}{h}\right)$$

Dit geeft dus een parabolische viscositeitsverdeling.

Naast deze parabolische verdeling worden er meerdere tijdonafhankelijke turbulentie viscositeitsverdelingen in de literatuur gebruikt. In figuur 12 is een aantal verdelingen geschetst. De verdelingen bestaan veelal uit twee gedeelten. Het gedeelte dat aangenomen wordt in de golfgrenslaag is veelal discontinu verbonden met het gedeelte in het buitengebied ofwel de rest van de grenslaag.

Tijdsafhankelijke verdelingen kunnen betere resultaten geven. Deze modellen kunnen in tegenstelling tot tijdonafhankelijke modellen wel een op de snelheid in fase achterlopende bodemschuifspanning voorspellen.

Een tijdsafhankelijke turbulentie viscositeits verdeling wordt o.a. gegeven door Davies [1986].

$$e(y,t) = \frac{1}{2} \kappa u_{*m} \left(\frac{2}{1+K}\right) [1 + K \sin(2\omega t)]$$

waarin

κ	:	Von Karman constante (0.4).
u_{*m}	:	maximale schuifspanningssnelheid.
K	:	parameter in het interval $0 < K < 1$.
ω	:	hoeksnelheid.

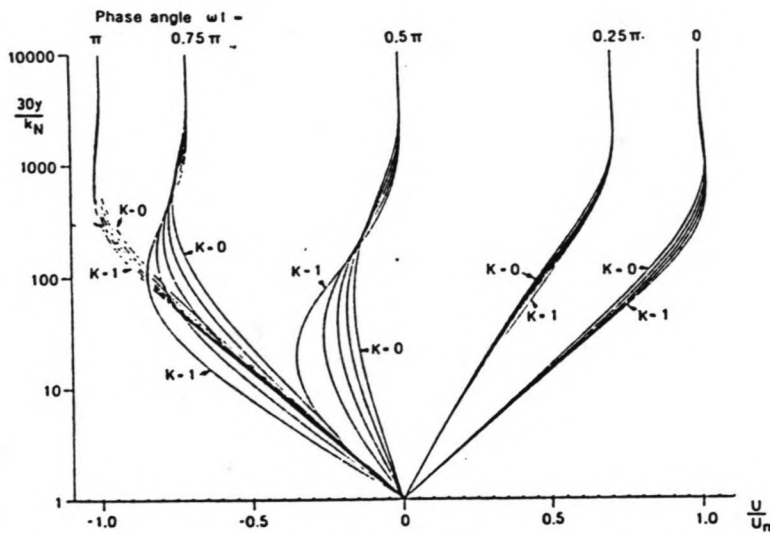
De oplossing is van de vorm:

$$U(y,t) = U_p(t) - \sum_{m=1}^N [\phi_m(y)\sin(m\omega t) + \eta_m(y)\cos(m\omega t)]$$

waarin

U_p	:	dieptegemiddelde snelheid.
ϕ_m	:	functie van y .
η_m	:	functie van y .

Voor $N=2$ en $N=3$ zijn benaderende analytische oplossingen mogelijk. De waarde $K=0$ geeft een tijdonafhankelijke variant. De waarde $K=1$ geeft een sinusoidale met een frequentie die twee maal zo groot is als de frequentie van de golf. Gebaseerd op meer geavanceerde turbulentiemodellen wordt een waarde $K=0.5$ aanbevolen. Enkele resultaten zijn in onderstaand figuur weergegeven.



figuur 13 (bron Davies 1986).

3.3 Mengweglengte model

Het mengweglengte model is gebaseerd op de mengweglengtehypothese van Prandtl [1925]. De gebruikte lengteschaal (mengweglengte) en snelheidsschaal zijn:

$$L_t = l_m$$

$$V_t = l_m \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|$$

De mengweglengte moet worden voorgeschreven. Von Karman [1930] vond dat de mengweglengte dicht bij de bodem evenredig was met de afstand boven de bodem.

$$l_m = \kappa z \quad \text{met} \quad \kappa = 0.4$$

Een logaritmisch snelheidsprofiel wordt gevonden bij een mengweglengte:

$$l_m = \kappa z \sqrt{1 - \frac{z}{h}}$$

mits τ lineair afneemt van $\tau=0$ bij $z=h$ tot $\tau=\tau_b$ bij $z=0$.

Het Prandtl-Von Karman logaritmisch snelheidsprofiel is dan:

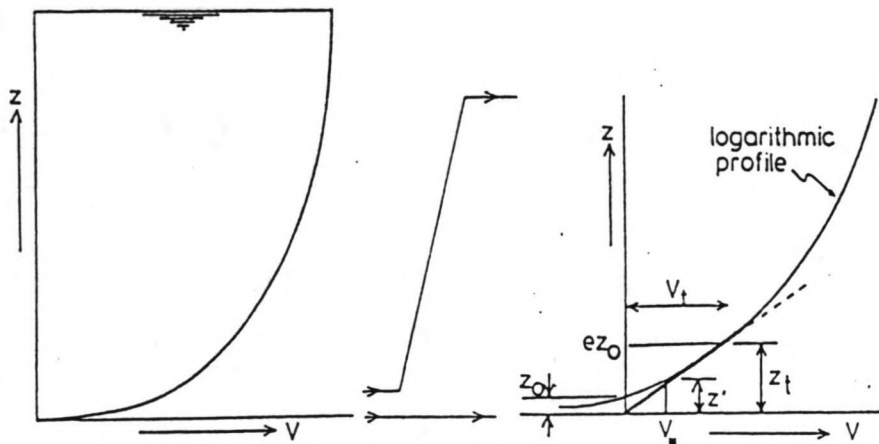
$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

met

$$u_* = \sqrt{\tau_c / \rho}$$

$$\tau_c = \rho u_*^2$$

z_0 is het niveau waar in modellen voor de snelheid nul genomen wordt en is een maat voor de ruwheid van de bodem. Nikuradse vond $z_0 = r/33$ waarin r de bodemruwheid is bij een hydraulisch ruwe bodem. Voor een vlakke bodem wordt de z_0 gerelateerd aan de grootte van de zandkorrels. Volgens Van Rijn [1984] geldt bij benadering: $r = 3 D_{90}$.



figuur 14: schematisatie logaritmisch snelheidsprofiel.

Het mengweglengte model heeft in het geval van een logaritmische snelheidsprofiel een parabolische verdeling van de turbulente viscositeit. Bezwaren van het mengweglengte model zijn dat het niet altijd gemakkelijk is een voorschrift voor de mengweglengte te vinden en tevens dat het model geen rekening houdt met transport van turbulentie door convectie en diffusie. Dit laatste bezwaar geldt ook voor de eenvoudige modellen.

3.4 K model

Differentiaalmodellen voor de turbulente viscositeit bepalen de turbulente viscositeit uit de oplossing van één of meer differentiaalvergelijkingen voor eigenschappen van de turbulente beweging. In het model van Prandtl wordt een differentiaalvergelijking voor de turbulente energie per massa-eenheid opgesteld (k model). Voor de lengteschaal kan weer gebruik gemaakt worden van de mengweglengte. De snelheidsschaal is nu geen uitdrukking meer van een eigenschap van de hoofdbeweging maar een eigenschap van de turbulente beweging.

$$L_t = c_v L \quad \text{met b.v. } L = l_m \quad (c_v \text{ is een constante})$$

$$V_t = \sqrt{k}$$

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2})$$

Voor de turbulente energie wordt een transportvergelijking opgesteld met als basis de Navier-Stokes vergelijking (zie Appendix 1). In de vergelijking komen onbekenden voor in de diffusie- en dissipatieterm. Er moeten aannamen gedaan worden (sluitingsprobleem van de turbulente). De diffusietransporten worden samengevat in een gradiënttype transportterm. De diffusie is evenredig met de gradiënt van k en de diffusiecoëfficiënt wordt evenredig genomen met de turbulente viscositeit. De dissipatie term wordt verondersteld afhankelijk te zijn van de turbulente energie en omgekeerd evenredig met dezelfde lengteschaal die ook voor de bepaling van de turbulente viscositeit wordt gebruikt. De dissipatie vindt weliswaar bij de kleine wervels plaats maar de grootte van de dissipatie wordt bepaald door de energieoverdracht vanuit de grote wervels. De differentiaalvergelijking wordt hiermee:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}$$

met

$$v_t = c_v \sqrt{k} L$$

waarin

k	:	turbulentie energie per massaeneheid.
v_t	:	turbulentie viscositeit.
σ_k	:	constante.
c_D	:	constante.

Bij het k model geldt als bezwaar dat ook hier een lengteschaal voorgeschreven moet worden. In Appendix 2 is de toepassing van een k model beschreven [Davies et al; 1988].

3.5 K- ϵ model

Bij het k- ϵ model wordt de lengteschaal bepaald door het invoeren van een turbulentie grootheid waarin de lengteschaal een belangrijke rol speelt. Er worden verschillende combinaties van de turbulente energie en de lengteschaal gebruikt. De volgende combinatie wordt het meest gebruikt.

$$\epsilon = c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}$$

Deze grootheid heeft de fysische betekenis van isotrope dissipatie van turbulentie energie. De turbulentie viscositeit wordt nu:

$$v_t = V_t L_t = c_v k^{\frac{1}{2}} c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} = c_v c_D \frac{k^2}{\epsilon} = c_1 \frac{k^2}{\epsilon}$$

De grote wervels zijn voornamelijk voor het transport verantwoordelijk. De lengteschaal moet dan ook betrekking hebben op de grote wervels. De convectie van grote wervels met de gemiddelde stroming en de diffusie van turbulentie structuren in de verticale richting zijn belangrijk voor de transporten. De dissipatie treedt weliswaar op bij de kleinere turbulentieschalen/wervels maar de grootte van de dissipatie wordt bepaald door de energieoverdracht vanuit de grotere schalen/wervels.

Bij het opstellen van een transportvergelijking voor de dissipatie van turbulentie energie wordt een analogie tussen diffusie van ϵ en van massa, impuls en turbulentie energie aangenomen. De grootte dissipatie is echter geen behouden grootte. Weer wordt een gradiënttype transport verondersteld met een transportcoëfficiënt die evenredig is met de turbulentie viscositeit. De differentiaalvergelijkingen voor k en ϵ worden:

$$\frac{Dk}{Dt} = c_1 \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial z}\right) - \epsilon$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = c_{pe} k \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z}\right) - c_{de} \frac{\epsilon^2}{k}$$

De afleiding is terug te vinden in Appendix 1

3.6 Keuze uit de modellen

Voor het numerieke model is gekozen voor een k - ϵ model omdat hierbij geen lengteschaal voorgeschreven hoeft te worden zoals bij het k model. Ook is de fysische onderbouwing van het k - ϵ model beter dan bij de meeste andere modellen. Bij het k - ϵ model wordt, in tegenstelling tot het mengweglengte model, rekening gehouden met transport van turbulentie door diffusie. Het numerieke model wordt gebruikt in situaties waarbij de hoofdbeweging sterk varieert met de tijd; een tijdonafhankelijke turbulentie viscositeit, zoals bij veel eenvoudige turbulentie viscositeits modellen wordt gebruikt, kan dan een te grote vereenvoudiging zijn.

4 BESCHRIJVING NUMERIEK MODEL

4.1 Inleiding

M.b.v een turbulentiemodel is het mogelijk om de waterbeweging te voorspellen. Men is niet in staat om de bewegingen tot op de kleinste schalen te modelleren. In het algemeen is men ook meer geïnteresseerd in de gemiddelde eigenschappen van een waterbeweging dan in de details van de turbulente beweging. Het gekozen $k-\epsilon$ model simuleert niet de volledige waterbeweging maar bepaalt de gemiddelde waterbeweging waarbij belangrijke eigenschappen van de turbulente beweging worden bepaald uit de oplossing van differentiaalvergelijkingen. Deze eigenschappen zijn de energie die zich in de turbulente beweging bevindt en de dissipatie van deze energie. Dat alleen deze eigenschappen van de waterbeweging bepaald worden en dat niet de turbulente waterbeweging zelf gesimuleerd wordt, brengt wel beperkingen met zich mee.

Het $k-\epsilon$ model wordt hier gebruikt voor het bepalen van snelheids-, turbulentie viscositeits- en sediment-concentratieprofielen in de verticaal. Het ontwikkelde computerprogramma/numerieke model is dus een één-dimensionaal model. Het verwaarloost convectief transport. In hoeverre dit realistisch is wordt later besproken.

Uit de turbulentie energie en de dissipatie van deze energie wordt de turbulentie viscositeit bepaald. Dit is dus een transportcoëfficiënt voor impuls. Voor de mengingscoëfficiënt voor het water, de transportcoëfficiënt voor massa, wordt dezelfde waarde genomen als voor impuls. Er wordt nagegaan of ook sediment-concentratieprofielen voorspeld kunnen worden. De mengingscoëfficiënten voor impuls (turbulentie viscositeit) en voor sediment worden gelijk aan elkaar genomen. De uit het model verkregen resultaten voor zowel de waterbeweging als de sedimentbeweging kunnen vergeleken worden met metingen.

In par. 3.5 is de turbulentie viscositeit uit het $k-\epsilon$ model toegelicht en in appendix 1 zijn de differentiaalvergelijkingen voor k en ϵ afgeleid. Hieronder volgt een bespreking van de belangrijkste onderdelen van het computerprogramma.

4.2 Mathematische beschrijving

De gebruikte differentiaalvergelijkingen voor de snelheid, k , ϵ en voor de sedimentconcentratie worden hier nader toegelicht.

Voor de differentiaalvergelijking voor de snelheid wordt uitgegaan van de Navier-Stokes vergelijking:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_j) + \nabla_i (\rho u_i u_j) + \nabla_j p - \eta \nabla_i^2 u_j = k_j$$

Alleen de snelheid in de x-richting wordt beschouwd. De bronterm is nul. Door herschrijving ontstaat:

$$\frac{Du}{Dt} = -s - \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

met

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

en als er sprake is van een golfbeweging geldt voor de drukgradiënt (in de benadering van hydrostatische druk):

$$s = g \frac{\partial \zeta}{\partial x}$$

waarin

u	:	horizontale snelheid van de hoofdbeweging.
w	:	verticale snelheid van de hoofdbeweging.
s	:	drukgradiënt/massadichtheid van water.
ζ	:	verplaatsing van het vrije wateroppervlak.
τ	:	horizontale schuifspanning.

De convectie van impuls wordt verwaarloosd.

De rigid-lid benadering wordt gebruikt. Daarbij wordt het vrije wateroppervlak geschematiseerd tot een vlakke, wrijvingsloze plaat. Deze benadering is eigenlijk alleen geldig wanneer de golven laag zijn en de verticale snelheden klein. De vergelijking wordt dan:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -s - \frac{\partial \tau}{\partial z}$$

Met

$$\tau = -\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{en} \quad s = S \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right)$$

geeft dit:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -S \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right)$$

waarin

ν_t	:	turbulente viscositeit voor water.
S	:	amplitude van de drukgradiënt.
T	:	golfperiode.

De differentiaalvergelijkingen voor k en ϵ (afleiding in appendix 1) zijn:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = c_1 \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \epsilon$$

(a) (b) (c) (d)

waarin

(a)	:	verandering van k in de tijd.
(b)	:	productieterm voor k .
(c)	:	diffusie-term voor k .
(d)	:	dissipatie van k .

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = c_{p\epsilon} k \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) - c_{d\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k}$$

(a) (b) (c) (d)

waarin

- (a) : verandering van ϵ in de tijd.
 (b) : productieterm voor ϵ .
 (c) : diffusieterm voor ϵ .
 (d) : afname van ϵ .

Voor de constanten in deze laatste twee vergelijkingen zijn de door Launder en Spalding [1972] aanbevolen waarden genomen:

$$\begin{aligned} c_1 &= 0.09 \\ c_{p\epsilon} &= 0.13 \\ c_{d\epsilon} &= 2.0 \\ \sigma_k &= 1.0 \\ \sigma_\epsilon &= 1.3 \end{aligned}$$

De sedimentconcentratie wordt onafhankelijk van de x-richting genomen. De bronterm en de productieterm zijn nul. De vergelijking wordt, bij aanwezigheid van één korrel diameter:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = w \frac{\partial c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \epsilon_s \frac{\partial c}{\partial z}$$

waarin

- c : sedimentconcentratie.
 w : valsnelheid van de sedimentdeeltjes.
 ϵ_s : mengingscoëfficiënt voor het sediment.

4.3 Randvoorwaarden

In het numerieke model moeten randvoorwaarden opgelegd worden. Voor de snelheid, turbulentie energie en de dissipatie van turbulentie energie zijn

randvoorwaarden nodig bij de bodem en aan het vrije wateroppervlak.

Bodemrandvoorwaarden:

- u: Het eerste roosterpunt bevindt zich steeds iets hoger dan de z_0 . Deze z_0 is een maat voor de ruwheid van de bodem. Het snelheidsprofiel tussen z_0 en het eerste roosterpunt wordt verondersteld logaritmisch te zijn (zie par. 3.3). De bodemrandvoorwaarde voor de snelheid wordt:

$$u(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right)$$

- k: In de transportvergelijking voor turbulentie energie zijn de termen voor de verandering in de tijd en voor de diffusie verwaarloosbaar bij de bodem zodat daar sprake is van lokaal evenwicht van de turbulentie energie:

$$c_1 \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - c_D \frac{k^3}{L} = 0$$

Met

$$v_t = c_1 \frac{k^2}{\epsilon} = c_v \sqrt{k} L \quad \text{en} \quad c_1 = c_v c_D$$

geeft dit:

$$k = \frac{1}{\sqrt{c_1}} v_t \frac{\partial u}{\partial z}$$

Met de aanname dat de schuifspanning bij de bodem over de hoogte constant is, ontstaat de gebruikte bodemrandvoorwaarde voor k:

$$k(z_1) = \frac{1}{\sqrt{c_1}} u_*^2$$

- ϵ : In de transportvergelijking voor dissipatie van turbulentie energie zijn eveneens de termen voor verandering in de tijd en voor de diffusie verwaarloosd. Lokaal evenwicht van ϵ :

$$c_{pe} k \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 = -c_{d\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k}$$

Dit geeft na enige berekeningen:

$$\epsilon = \sqrt{c_1} k \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|$$

Met de snelheidsgradiënt uit de bodemrandvoorwaarde voor de snelheid en de k uit de bodemrandvoorwaarde voor de turbulentie energie geeft dit:

$$\epsilon(z_1) = \frac{u_*^3}{\kappa z_1}$$

Randvoorwaarden aan het vrije wateroppervlak:

- u: Als de wind geen schuifspanning veroorzaakt aan het vrije wateroppervlak wordt als randvoorwaarde genomen dat de snelheidsgradiënt daar nul is. Er is dus geen impulstransport door het vrije wateroppervlak, ongeacht de waarde van de turbulentie viscositeit:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=h} = 0$$

- k: Ook bij de turbulentie energie is het transport door het vrije wateroppervlak nul genomen. Dit leidt tot:

$$\left(\frac{\partial k}{\partial z} \right)_{z=h} = 0$$

ϵ : Voor de randvoorwaarde voor de dissipatie van turbulentie energie wordt vaak een analoge uitdrukking gebruikt. Er is echter geen strikte reden waarom ϵ , een niet behouden grootte, niet door het oppervlak getransporteerd kan worden. Er wordt een randvoorwaarde genomen [Rodi 1980] waarbij de lengteschaal aan het vrije wateroppervlak beperkt wordt. Dit blijkt in voorkomende gevallen nodig te zijn [Booij, 1982].

$$(\epsilon)_{z=h} = \frac{(\sqrt{c_1} k_{z=h})^{\frac{3}{2}}}{c_{b\epsilon} \kappa}$$

waarin

$c_{b\epsilon}$: constante (0.07).
 κ : Von Karman constante (0.4).

Bij de sedimentconcentraties wordt op een zeker niveau boven de bodem een waarde voor de concentratie opgelegd. Aan het vrije wateroppervlak geldt als randvoorwaarde:

$$\left(\frac{\partial c}{\partial z}\right)_{z=h} = 0$$

4.4 Rooster

Het ontwikkelde numerieke model is een één-dimensionaal model over de verticaal. De differentiaalvergelijkingen worden numeriek opgelost. De waterdiepte wordt daartoe verdeeld in cellen rond roosterpunten. In deze roosterpunten worden de snelheid, turbulentie energie en de dissipatie van deze energie berekend. Het rooster wordt niet-uniform gekozen. D.w.z. dat de roosterafstanden niet overal gelijk zijn. Dit wordt gedaan om de rekentijd te beperken. Er zijn dan immers minder roosterpunten en dus ook minder berekeningen nodig. De roosterpuntafstanden moeten ook weer niet te sterk niet-uniform zijn om de afbreekfout beperkt te houden. Er wordt een rooster gebruikt waarbij de afstanden tussen de roosterpunten relatief klein zijn in gedeelten waar de gradiënten relatief groot zijn. Dit wordt gedaan om de afbreekfout beperkt te houden.

In het model kunnen verschillende verdelingen van roosterpuntafstanden gekozen worden. De afstanden kunnen constant gekozen worden. Ze kunnen ook met een bepaalde factor toe- of afnemen. Er kan bijv. een rooster verkregen worden waarbij de afstanden logaritmisch naar de bodem afnemen. Er kan ook een rooster gebruikt worden waarbij de afstanden zowel naar de bodem als naar het oppervlak afnemen. De factoren waarmee dit gebeurt kunnen verschillend zijn.

Er wordt gewerkt met een rigid-lid benadering. Het oppervlak wordt dan onbeweeglijk genomen. In dit model komt dit neer op het geheel afwezig zijn van de verticale hoofdbeweging.

Alleen bij de berekening van het over een periode gemiddelde snelheidsprofiel wordt rekening gehouden met de werkelijke waterdiepte op elk moment. Er wordt dan gewerkt met een "meebewegend" rooster. De roosterpunten worden over de momentane waterdiepte verdeeld. De punten worden bij het passeren van een golfdal dus over een kleinere diepte verdeeld dan bij het passeren van een golftop. Aan de berekening verandert verder niets.

Bij alle berekeningen is een roosterpuntenverdeling gekozen waarbij de roosterafstanden logaritmisch vanaf de bodem toenemen. Opeenvolgende roosterafstanden nemen met een factor 1.05 toe (vanaf de bodem gerekend). Het eerste roosterpunt bevindt zich steeds iets boven de parameter z_0 . Deze is een maat voor de ruwheid van de bodem.

4.5 Opbouw numerieke model

Na het inlezen van de invoerparameters uit een aparte invoerfile wordt een rooster gemaakt. Daarna worden beginvoorwaarden opgesteld voor de snelheid, de k en de ϵ . Deze beginvoorwaarden kunnen ook ingelezen worden uit een eerder gemaakte uitvoerfile. Vervolgens begint de kern van het programma, dat een gewenst aantal tijdstappen herhaald wordt. Eerst worden hierin profielen voor de turbulentie viscositeit en de diffusie- en brontermen voor zowel k als ϵ berekend. Dan beginnen de berekeningen met de numerieke schema's voor de differentiaalvergelijkingen van de snelheid, de turbulentie energie, ϵ en de sedimentconcentraties. De berekening van de snelheden gebeurt volledig impliciet. De berekening van k en ϵ kan ook gedeeltelijk impliciet gedaan worden maar is in alle gevallen volledig impliciet gebeurd. De schema's voor een volledig impliciete berekening worden hier gegeven.

Schema voor de differentiaalvergelijking van u:

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} - \frac{V_j^n}{\Delta z_j \Delta z g_j} u_{j-1}^{n+1} + \left[\left(\frac{V_j^n}{\Delta z_j} + \frac{V_{j+1}^n}{\Delta z_{j+1}} \right) / \Delta z g_j \right] u_j^{n+1} - \frac{V_j^n}{\Delta z_{j+1} \Delta z g_j} u_{j+1}^{n+1} =$$

drukgradiënt.

waarin

$$\Delta z_j = z_{j+1} - z_j$$

$$\Delta z g_j = \frac{\Delta z_{j+1} + \Delta z_j}{2}$$

$$V_j^n = \rho \frac{v_j^n + v_{j+1}^n}{2}$$

Samen met de randvoorwaarden ontstaat er een oplosbaar stelsel vergelijkingen. In de matrix bevinden alle elementen die ongelijk zijn aan nul zich in de hoofddiagonaal en de twee nevendagonalen. Het is een tridiagonale matrix.

Schema voor de differentiaalvergelijking van k:

$$\frac{k_j^{n+1} - k_j^n}{\Delta t} = \frac{Ck_j^n}{\Delta z_j \Delta z g_j} k_{j-1}^{n+1} - \left[\left(\frac{Ck_j^n}{\Delta z_j} + \frac{Ck_{j+1}^n}{\Delta z_{j+1}} \right) / \Delta z g_j \right] k_j^{n+1} + \frac{Ck_{j+1}^n}{\Delta z_{j+1} \Delta z g_j} k_{j+1}^{n+1} + k_{netto j}^n$$

waarin

$$Ck_j^n = \frac{V_j^n}{\sigma_k}$$

$$k_{netto\ j}^n = k_{productie\ j}^n - \epsilon_j^n$$

met

$$k_{productie\ j}^n = \frac{1}{2} [V_j^n \left(\frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta z_j}\right)^2 \Delta z_j + V_{j+1}^n \left(\frac{u_{j+1}^n - u_j^n}{\Delta z_{j+1}}\right)^2 \Delta z_{j+1}] / \Delta z g_j$$

Schema voor de differentiaalvergelijking van ϵ :

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_j^{n+1} - \epsilon_j^n}{\Delta t} &= \frac{C\epsilon_j^n}{\Delta z_j \Delta z g_j} \epsilon_{j-1}^{n+1} - \left[\left(\frac{C\epsilon_j^n}{\Delta z_j} + \frac{C\epsilon_{j+1}^n}{\Delta z_{j+1}} \right) / \Delta z g_j \right] \epsilon_j^{n+1} \\ &+ \frac{C\epsilon_{j+1}^n}{\Delta z_{j+1} \Delta z g_j} \epsilon_{j+1}^{n+1} + \epsilon_{netto\ j}^n \end{aligned}$$

waarin

$$C\epsilon_j^n = \frac{V_j^n}{\sigma_\epsilon}$$

$$\epsilon_{netto\ j}^n = \epsilon_{productie\ j}^n + \epsilon_{afname\ j}^n$$

met

$$\begin{aligned} \epsilon_{productie\ j}^n &= \frac{1}{2} [c_p \epsilon \frac{k_j^n + k_{j-1}^n}{2} \left(\frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta z_j}\right)^2 \Delta z_j + \\ &+ c_p \epsilon \frac{k_{j+1}^n + k_j^n}{2} \left(\frac{u_{j+1}^n - u_j^n}{\Delta z_{j+1}}\right)^2 \Delta z_{j+1}] / \Delta z g_j \end{aligned}$$

$$\epsilon_{afname j}^n = -c_{de} \frac{(\epsilon_j^n)^2}{k_j^n}$$

Met de randvoorwaarden ontstaat ook voor k en ϵ een oplosbaar stelsel vergelijkingen. De matrices zijn weer tridiagonaal.

$$\begin{aligned} \frac{c_j^{n+1} - c_j^n}{\Delta t} = & \left(-\frac{w}{z_{j+1} - z_{j-1}} + \frac{\epsilon_{sj}^n}{\Delta z_j \Delta z g_j} \right) c_{j-1}^{n+1} - \left[\left(\frac{\epsilon_{sj}^n}{\Delta z_j} + \frac{\epsilon_{sj+1}^n}{\Delta z_{j+1}} \right) / dz g_j^{n+1} \right] c_j^{n+1} \\ & + \left(\frac{w}{z_{j+1} - z_{j-1}} + \frac{\epsilon_{sj+1}^n}{\Delta z_{j+1} \Delta z g_j} \right) c_{j+1}^{n+1} \end{aligned}$$

Het geschematiseerde stelsel ziet er als volgt uit:

$$(A) (B) = (C)$$

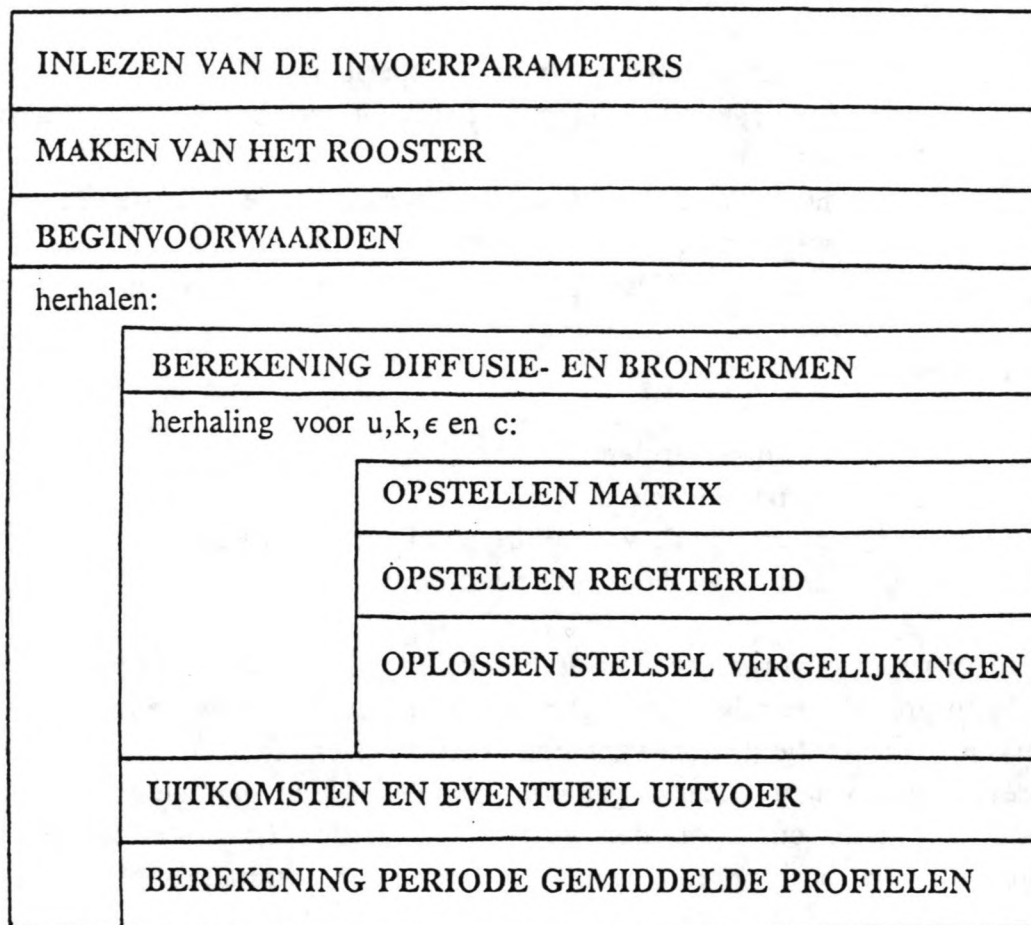
waarin

- | | | |
|---|---|----------------------------------------------------------------------------------------------------|
| A | : | tridiagonale matrix voor u , k of ϵ . |
| B | : | nieuwe waarden voor u , k of ϵ . |
| C | : | oude waarden voor u , k of ϵ en de bekende termen uit de differentiaalvergelijkingen. |

Het stelsel wordt opgelost voor u . De nieuwe waarden voor u worden gebruikt bij het oplossen van het stelsel voor k en ϵ . Vervolgens wordt het stelsel voor k opgelost. De nieuwe waarden voor k worden gebruikt bij het oplossen van het stelsel voor ϵ . Dan wordt het stelsel voor ϵ opgelost.

Na het oplossen van de stelsels voor u , k en ϵ wordt het stelsel voor de sedimentconcentratie opgelost en worden andere grootheden bepaald zoals b.v. de turbulentie viscositeit, de schuifspanning, etc. Ook worden er berekeningen uitgevoerd voor het bepalen van de over een periode gemiddelde snelheids- en turbulentie viscositeits- en sediment-concentratieprofielen. De berekening wordt een gewenst aantal tijdstappen herhaald. De tussenresultaten kunnen regelmatig weggeschreven worden naar uitvoerfiles.

Programmastructuurdiagram:



4.6 Invoergegevens

De invoergegevens worden via een aparte invoerfile ingelezen. Het programma is geschikt om als beginwaarden de uitvoerfile van een eerder gemaakte berekening te gebruiken. Aangegeven moet worden in welke file zich de beginwaarden bevinden. Ook moet de naam van de eerste uitvoerfile opgegeven worden. In de naam komt een teller voor die opgehoogd wordt bij de daaropvolgende uitvoerfile. Vervolgens moeten enkele gegevens voor het maken van een rooster opgegeven worden. Dit zijn:

- het aantal roosterpunten.
- de factoren waarmee de roosterpuntafstanden vanaf de bodem en vanaf het vrije wateroppervlak toenemen.

- het niveau van het eerste roosterpunt (vanaf de bodem gerekend).

Ook moet de z_0 opgegeven worden. Deze parameter is een maat voor de ruwheid van de bodem. Bij dit model moet het eerste roosterpunt daarboven liggen. Dan volgen gegevens over het aantal tijdstappen:

- het aantal tijdstappen per golfperiode.
- het aantal tijdstappen waarvoor de berekening uitgevoerd moet worden.
- het aantal tijdstappen waarna de eerste uitvoergegevens weggeschreven moeten worden.
- het aantal tijdstappen tussen de daaropvolgende uitvoerfiles.

Dan volgen:

- de stil-waterdiepte.
- de periode van de golf.
- de amplitude van de drukgradiënt voor de golf.
- de drukgradiënt voor de stroom.

Er moet bepaald worden of voor de berekening van het over een periode gemiddelde snelheidsprofiel gebruik wordt gemaakt van een "meebewegend" rooster over de werkelijke waterdiepte of van een vast rooster over de stil-waterdiepte. De berekeningen van u , k en ϵ gebeuren impliciet. Een parameter geeft aan wat de bijdrage van de oude waarden is. Bij de waarde één is de berekening volledig impliciet. Voor de berekening van de sediment-concentratieprofielen moet opgegeven worden:

- de valsnelheid van de sedimentdeeltjes.
- de concentratie bij de bodem.
- de hoogte waarover deze concentratie constant is.

Dit laatste gegeven kan gezien worden als het niveau waar het bodemtransport overgaat in suspensietransport. Er worden alleen berekeningen uitgevoerd voor het suspensietransport.

4.7 Uitvoergegevens

Er zijn verschillende uitvoerfiles. Het over een golfperiode gemiddelde snelheids- en sediment-concentratieprofiel worden in aparte uitvoerfiles weggeschreven. Dan zijn er

nog uitvoerfiles die momentane waarden bevatten. Dit zijn waarden voor de snelheid, de turbulentie energie, de dissipatie van deze energie, de turbulentie viscositeit, de schuifspanning, en de sedimentconcentratie. Ook worden er andere gegevens afgedrukt om een beter inzicht in de processen te krijgen. Dit zijn o.a. de productieterm van turbulentie energie en de lengteschaal. Deze waarden zijn allemaal in ieder roosterpunt gegeven. Verder bevatten de uitvoerfiles o.a. de belangrijkste invoergegevens en gegevens om de betreffende uitvoerfile als invoerfile te gebruiken. De uitvoerfile kan gebruikt worden als invoerfile om de berekening voort te zetten of om hieruit beginvoorwaarden in te lezen voor een nieuwe berekening met andere golf- en stromingscondities.

4.8 Hulpprogramma's

Om de uitvoergegevens uit het hoofdprogramma te verwerken zijn enkele hulpprogramma's gemaakt. Er is een hulpprogramma dat de waarden per grootheid uit meerdere uitvoerfiles van momentane waarden samenvoegd in één uitvoerfile. Dit kan gebruikt worden om een beter inzicht te verkrijgen, b.v. om te kijken of de waarden al tot een eindwaarde zijn genaderd. Zo kunnen b.v. twaalf momentane snelheidsprofielen die zich in één golfperiode bevinden, met elkaar vergeleken worden. De numerieke gegevens zijn in figuren om te zetten m.b.v. een plotprogramma. Met een ander hulpprogramma moeten de gegevens uit de uitvoerfiles van de momentane profielen wel eerst herschreven worden voordat dit plotprogramma gebruikt kan worden. Het plotprogramma verbindt de waarden tussen de roosterpunten met een rechte lijn. Het programma is ook geschikt voor logaritmisch schaalverdelingen.

4.9 Gebruikte apparatuur

Het programma is eerst in Turbo-Pascal geschreven en werd toegepast op een P.C. met mathematische coprocessor. Nadat bleek dat de rekestijden te groot werden voor een doelmatig gebruik, is het programma vertaald naar Fortran en toegepast op het Convex-systeem van de T.U. Delft.

5 RESULTATEN NUMERIEK MODEL

5.1 Inleiding

In dit hoofdstuk worden de resultaten die verkregen zijn met het numerieke model besproken.

Om na te gaan of de uitkomsten van het numerieke model overeenkomen met de processen die zich in werkelijkheid afspelen, is het noodzakelijk om de uitkomsten met resultaten van metingen te vergelijken. Voor de toetsing van het numerieke model zijn snelheidsmetingen in een golfunnel [Van Doorn 1982] gebruikt. Metingen van de maximale snelheden die zich gedurende een golfperiode voordoen worden vergeleken met de uitkomsten van het numerieke model. Het betreft hier een situatie waarbij alleen een golf aanwezig is en een situatie waarbij naast de golf ook nog een gemiddelde stroom aanwezig is.

Naast de toetsing van resultaten m.b.t. de snelheden wordt ook bekeken of het model geschikt is om sediment-concentratieprofielen te voorspellen.

Er wordt verondersteld dat transport van impuls en massa zich op dezelfde manier afspelen. D.w.z. dat het transport van een grootte in de richting loodrecht op de gemiddelde richting van de snelheden, afhankelijk is van de gradiënt van de betreffende grootte in die richting. De mate van afhankelijkheid van de gradiënten wordt beschreven met de transportcoëfficiënten. Voor impuls is dit de turbulente viscositeit en voor transport van massa, water in water (zelfdiffusie), is dit de mengingscoëfficiënt voor water. Er wordt aangenomen dat de mengingscoëfficiënt voor het water en de turbulente viscositeit gelijke waarden hebben. Ook wordt aangenomen dat de mengingscoëfficiënt voor het water (ϵ_T) en voor het sediment (ϵ_s) gelijk zijn. D.w.z. dat er geen wezenlijk verschil is tussen de manier waarop waterpakketjes met elkaar uitgewisseld worden en de manier waarop de sedimentdeeltjes, die zich in die pakketjes bevinden, zich verplaatsen. Met deze aannamen wordt dus voor de mengingscoëfficiënt voor het sediment gelijk genomen aan de turbulente viscositeit. Of de aanname dat de turbulente viscositeit en de mengingscoëfficiënt voor het water gelijke waarden hebben correct is, wordt later besproken.

Resultaten van de turbulente viscositeit, berekend met het numerieke model, worden vergeleken met de mengingscoëfficiënt voor het sediment die bepaald zijn uit metingen in een golfgoet [Heijboer 1988]. Met de uit het numerieke model verkregen

mengingscoëfficiënt worden sediment-concentratieprofielen bepaald. Deze worden eveneens met (dezelfde) metingen vergeleken. Uit de sediment-concentratieprofielen die gemeten zijn heeft men profielen van de mengingscoëfficiënt bepaald. Met het numerieke model zijn juist de sediment-concentratieprofielen uit de profielen van de mengingscoëfficiënt bepaald. Het betreft hier situaties waarbij alleen een golf aanwezig is en drie situaties waarbij, naast de golf, ook nog een gemiddelde stroom van resp. 0.10, 0.20 en 0.30 m/s aanwezig is. De bepaling van de sediment-concentratieprofielen zijn bij zowel de metingen als de numerieke berekeningen gebeurd voor vier verschillende zandkorrelverdelingen. De sediment-concentratieprofielen zijn steeds de over een periode gemiddelde profielen.

De toetsing van de berekening van snelheden, mengingscoëfficiënten en sediment-concentratieprofielen is dus gebeurd aan de hand van metingen. Naast de situaties waarbij deze metingen gebeurd zijn, zijn er nog andere stromingssituaties berekend. Het betreft hier o.a. de situaties met dezelfde omstandigheden als bij de gebruikte metingen, maar nu met een veel kleinere bodemruwheid. De resultaten van de situaties met alleen de golf en met daarbij een gemiddelde stroom van resp. 0.10 en 0.20 m/s worden besproken. Er is ook een situatie berekend waarbij de drukgradiënt niet uit een enkele sinus (eerste orde) bestaat (met of zonder een constante erbij), maar uit een sommatie van twee sinussen waarbij de tweede een tweemaal zo grote frequentie heeft (tweede orde sinus). De maxima van de tweede orde sinus vallen samen met het maximum en het minimum van de eerste orde sinus. De toppen worden hierdoor hoger en de dalen worden minder diep. Er is voor de tweede orde amplitude een waarde genomen die een kwart is van de eerste orde amplitude.

Na vergelijking van de numerieke resultaten met gemeten waarden is, om later genoemde redenen, gekozen voor een extra vergelijking met metingen. Dit maal in een geval waarbij hoge snelheden aanwezig waren en waarbij de bodem een vlak zandbed was.

Bij de berekeningen met het numerieke model wordt de golfperiode in een aantal tijdstappen verdeeld. Er is gebleken dat dit aantal soms erg hoog moet zijn om de berekening stabiel te laten zijn. Bij de berekeningen waarbij naast de golf een gemiddelde stroom aanwezig is, moet bij de variërende drukgradiënt (voor de golfbeweging) een constante worden opgeteld. Vooraf is niet bekend welke drukgradiënt voor de stroom bij de gewenste gemiddelde stroom hoort. Dit maakt dat er een aantal berekeningen nodig is om de juiste drukgradiënt voor de stroom te vinden. Verder bleek dat in alle gevallen een aanzienlijk aantal cycli doorgerekend moest worden voordat een eindwaarde werd bereikt. Deze drie aspecten (het aantal tijdstappen per periode, de drukgradiënt voor de stroom en het aantal cycli voordat een eindwaarde bereikt is) maken dat het aantal stromingssituaties dat berekend kan worden in een bepaalde tijd, beperkt is. De stabiliteit bepaalt het aantal tijdstappen

per periode. De nauwkeurigheid van de berekeningen is nagegaan door enkele berekeningen met een tweemaal zo groot aantal tijdstappen te herhalen en de uitkomsten van beide te vergelijken. Gebleken is dat de verschillen zeer klein waren.

5.2 Vergelijking met snelheidsmetingen

5.2.1 Beschrijving modelonderzoek in golftunnel

De eerste metingen waarmee resultaten van het numerieke model vergeleken worden, zijn afkomstig uit proeven in een golftunnel (golftunnel van het Waterloopkundig Laboratorium).

Een golftunnel bestaat in principe uit een U-buis. De twee verticale benen (van de U) hebben een cirkelvormige doorsnede. Het horizontale gedeelte heeft een rechthoekige doorsnede. In dit gedeelte bevindt zich de meetsectie (zie figuur A0). De lengte van dit horizontale gedeelte is 4.20 m, de breedte is 0.30 m en de hoogte is 0.40 m. Het water in de tunnel wordt bewogen d.m.v. een zuiger, welke op zijn beurt wordt gestuurd door een electro-hydraulisch systeem. De gehele tunnel werkt onder verhoogde druk (100 kPa overdruk) om cavitatie te voorkomen en om de ruiten te beveiligen tegen het naarbinnen schieten bij lage drukken in de golftunnel. Zonder toe- of afvoer van water van buitenaf, is het momentane debiet in de tunnel uiteraard constant. De aandrijvende zuiger zorgt voor een waterbeweging die vrijwel sinusvormig is. Behalve een oscillerende beweging kan ook een gemiddelde stroomsnelheid worden ingesteld. Bij de gebruikte golftunnel is in de meetsectie een over de dwarsdoorsnede gemiddelde maximale stroomsnelheid mogelijk van 0.167 m/s.

De snelheidsmetingen zijn uitgevoerd met een twee-dimensionaal laser-doppler snelheids-meetsysteem. De componenten in het verticale vlak door de as van de tunnel worden hiermee bepaald. Een eventuele component in de dwarsrichting wordt dan niet gemeten. Alleen de horizontale component, door de as van de tunnel, wordt gebruikt bij het vergelijken met de numerieke uitkomsten. De onnauwkeurigheid in de gemeten snelheden wordt geschat op 6.5 mm/s (absolute fout), vermeerderd met 1.7 % van de grootte van de gemeten snelheid.

Op de bodem, waarbij de gebruikte metingen zijn gedaan, bevinden zich ruwheidselementjes. Het zijn staafjes $2 \times 2 \text{ mm}^2$, h.o.h 15 mm, die gelijmd zijn op een

bodemplaat. Deze kunstmatige ruwheid is aangebracht over een lengte van twee meter.

De metingen zijn uitgevoerd op 36 niveaus, in een raai tussen twee (kunstmatige) ribbels en in een raai boven een ribbel. De onderlinge afstand tussen de niveaus zijn relatief klein bij de bodem. Deze afstanden nemen toe bij toenemende afstand tot de bodem. Het hoogste meetniveau bevindt zich 0.15 m boven de bodem. De diepte (h) van de golftunnel is 0.4 m.

De periodieke sinusvormige beweging van de zuiger had een periode van 2 s. De amplitude van de zuigeruitwijking was 0.098 m. De bijbehorende amplitude van de watersnelheden in het buitengebied, waar de beweging niet beïnvloed wordt door de bodem, is 0.308 m/s. Uit resultaten bleek dat de werkelijk optredende amplitude 0.321 tot 0.325 m/s was. De deeltjes-uitwijking is dan 0.102 tot 0.103 m.

5.2.2 Vergelijken van snelheidsprofielen

Uit de serie metingen zijn twee situaties genomen welke doorgerekend zijn met het numerieke model. Het betreft de golfbeweging zonder gemiddelde stroom en dezelfde golfbeweging met een gemiddelde stroom van 0.167 m/s. De maximale snelheden op elk meetniveau die gedurende één periode bereikt worden, worden bepaald. Deze maximale snelheden hoeven dus niet in de diverse meetniveaus op het zelfde moment bereikt te worden.

Golfbeweging:

$$T = 2 \text{ s}; \hat{u} = 0.323 \text{ m/s}; h = 0.4 \text{ m.}$$

De (kunstmatige) bodemribbels veroorzaken een zekere ruwheid. In de berekening met het numerieke model moet de ruwheid via de parameter z_0 worden ingevoerd. Omdat vooraf niet bekend is welke ruwheid (z_0) hoort bij de gebruikte bodemribbels, is de berekening met verschillende waarden voor z_0 doorgerekend. Na een aantal berekeningen bleek een waarde van 0.6 mm voor z_0 te voldoen. Dit is dus 30 % van de hoogte van de gebruikte (vierkante) bodemribbels.

In figuur A1 zijn de maximale snelheden uitgezet. De curves zijn ontstaan door de gemeten waarden met elkaar te verbinden met een rechte lijn. Dit is

ook gebeurd met de in de roosterpunten berekende waarden uit het numerieke model.

De afwijking bij de bodem van de metingen boven de bodemribbel wordt veroorzaakt door deze bodemribbel. De afwijking van het nulpunt is 2 mm; dit is de hoogte van de ribbel. De curves van de metingen tussen twee ribbels en van de numerieke uitkomsten vallen vrijwel samen. De snelheden worden tot op ongeveer 0.025 m vanaf de bodem duidelijk beïnvloed door de bodem. Dit gebied wordt de grenslaag genoemd. Vanaf 0.025 m is er een constante buitenstroming. Deze buitenstroming varieert niet in de verticaal tot aan de (hydraulisch gladde) bovenwand. Voor de maximale waarde die in de grenslaag werd bereikt, werd bij berekeningen met verschillende z_0 steeds vrijwel dezelfde waarde gevonden.

Golfbeweging met een gemiddelde stroom:

$$T = 2 \text{ s}; u_{\text{gem}} = 0.167 \text{ m/s}; h = 0.4 \text{ m}$$

Voor de z_0 is hier dezelfde waarde genomen als bij de beweging zonder gemiddelde stroom. De drukgradiënt die bij deze stroom hoort is gevonden door een herhaling van de berekening met verschillende waarden voor de drukgradiënt tot de gewenste gemiddelde stroom is bereikt.

De curves voor de metingen in de golftunnel in de raaien boven en tussen de ribbels komen goed met elkaar overeen (figuren B1 en B2; B2 alleen onderste gedeelte). De curve voor de berekende waarden wijkt echter aanzienlijk af. Wanneer de ruwheid klein is, zijn op enige afstand van de bodem de verschillen tussen de snelheden op twee niveaus kleiner dan bij een grotere ruwheid. Een grotere ruwheid geeft een meer "gekromd" verloop van het snelheidsprofiel. De bodem heeft dan op enige afstand van de bodem een grotere invloed op de snelheidsverdeling. De curve die gevonden is met het numerieke model lijkt dus bij een grotere ruwheid te horen dan de gemeten curves. In het geval dat dus een kleinere ruwheid in het numerieke model zou worden ingevoerd, zou een profiel gevonden worden dat meer op de gemeten profielen lijkt. Aangezien dezelfde z_0 (dus ook ruwheid) is ingevoerd als bij de golfbeweging zonder stroom, lijkt de ruwheid af te nemen als er een gemiddelde stroom wordt toegevoegd. De stroming maakt dus dat de beweging minder wordt beïnvloed door de bodemribbels.

5.3 Resultaten m.b.t. de waterbeweging en vergelijking met concentratiemetingen boven kunstmatige ribbels

5.3.1 Beschrijving modelonderzoek in golfgoot

De tweede serie metingen waarmee resultaten uit het numerieke model zijn vergeleken zijn afkomstig uit proeven in een golfgoot [Heijboer 1988]. Een beknopte beschrijving van de metingen wordt hier gegeven.

Op de bodem werden houten latjes met een driehoekig profiel aangebracht. De hoogte van de latjes was 0.02 m en de h.o.h. afstand was 0.08 m. Tussen de latjes was tijdens de proeven steeds een zandlaagje van één à twee mm aanwezig.

In tegenstelling tot een golftunnel heeft een golfgoot een vrij-wateroppervlak. De gebruikte golfgoot heeft een lengte van 22 m en een breedte van 0.50 m (zie figuur C0). De golven werden met een golfschot opgewekt. Bij de proeven werd een sinusvormige golf ingesteld. Er kunnen ook gemiddelde stromen aan de golfbeweging toegevoegd worden. Bij de gebruikte proeven was de stroomrichting in de looprichting van de golven. De waterdiepte werd m.b.v. een overlaat geregeld. De snelheden werden met een laser-doppler systeem gemeten. In de golfgoot werd zand ingebracht met een zandloper. De proeven zijn uitgevoerd met vier verschillende zandkorrelverdelingen. De concentraties werden gemeten met een afzuigapparaat. Dit apparaat bestaat uit enkele buisjes die verticaal in het water worden opgehangen en dus loodrecht op de stromingsrichting afzuigen. Het afzuigapparaat is op een beweegbaar wagentje geplaatst dat met een constante snelheid heen en weer rijdt. Dit gebeurt om over een voldoende aantal ribbels metingen te doen zodat een waarde verkregen kan worden die onafhankelijk is van de raai (bedmiddeling). Van de afgezogen hoeveelheid zand werd het onderwatergewicht bepaald. Metingen zijn verricht op acht niveaus in de onderste helft van de verticaal. Op elk niveau zijn steeds vier metingen gedaan. Omdat het vrij lang duurde voordat zich een stabiele concentratieverdeling had ingesteld, werd op de betonnen bodem een dun laagje zand aangebracht. De gemiddelde waterdiepte werd constant gehouden op een niveau van 0.305 m. M.b.v. proeven waarbij alleen een stroom aanwezig was, zijn berekeningen uitgevoerd voor de bepaling van de theoretische bodemligging en de waarde van z_0 . De metingen werden vergeleken met de theoretische profielen bij combinaties van bodemligging en z_0 . Bij de combinatie met een bodemligging op 1 mm boven de betonnen bodem en een waarde voor z_0 van 0.01 m waren de fouten relatief klein.

5.3.2 Bespreking van resultaten met betrekking tot de waterbeweging

Uit de meetserie zijn vier situaties doorgerekend. Het betreft hier een (sinusvormige) golf met een periode van 1.7 s en een golfhoogte van 0.115 m en drie gevallen waarbij naast deze golf een gemiddelde stroming van resp. 0.10, 0.20 en 0.30 m/s aanwezig is. Bij deze waterbewegingen zijn zand-concentratieprofielen bepaald voor vier verschillende zandkorrelverdelingen. De concentratieverdelingen worden bij de numerieke berekeningen bepaald m.b.v. de turbulente viscositeit. De turbulente viscositeit wordt dan bepaald uit de turbulente energie en de dissipatie van deze turbulente energie. In de berekeningen is een stil-waterdiepte van 0.3 m genomen en een waarde van 0.01 m voor de z_0 . Achtereenvolgens worden nu eerst de profielen van de snelheden, de turbulente energie, de dissipatie hiervan en de turbulente viscositeit besproken.

Opmerking bij figuren:

Als er bij de grootheden in de figuren geen dimensies staan, zijn deze dimensieloos gemaakt. Dit betekent dat de niet-dimensieloze waarde verkregen kan worden door vermenigvuldiging met een bepaalde waarde.

Voor de in deze paragraaf behandelde gevallen geldt:

-	h	:	* 0.3 m
-	u	:	* 0.604 m/s
-	k	:	* 0.3645 m ² /s ²
-	ϵ	:	* 0.7335 m ² /s ³
-	v_t	:	* 0.1811 m ² /s
-	τ	:	* 0.3645 m ² /s ²

Golfbeweging:

$$T = 1.7 \text{ s}; H = 0.115 \text{ m}; h = 0.3 \text{ m}; z_0 = 0.01 \text{ m}$$

De codes van de figuren beginnen met de letter C.

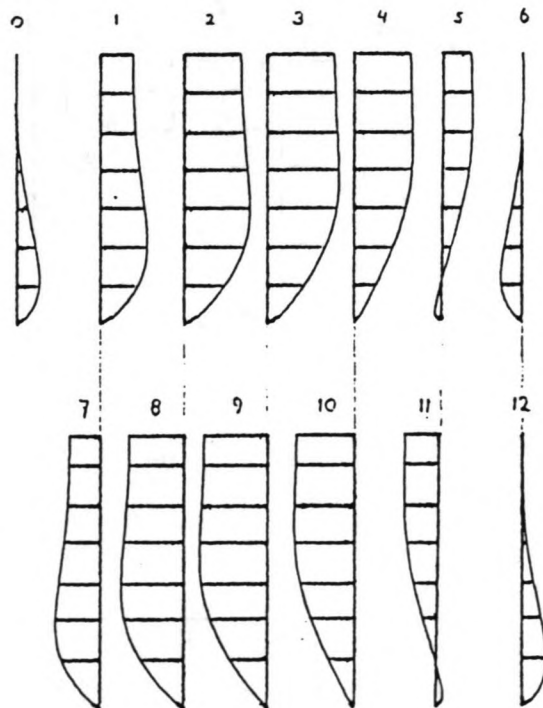
snelheden, u:

- De maximale drukgradiënt is aanwezig bij $t=0$. Dit komt overeen met een nuldoorgang van de oppervlakteuitwijking. In figuren C1 (hele diepte) en C2

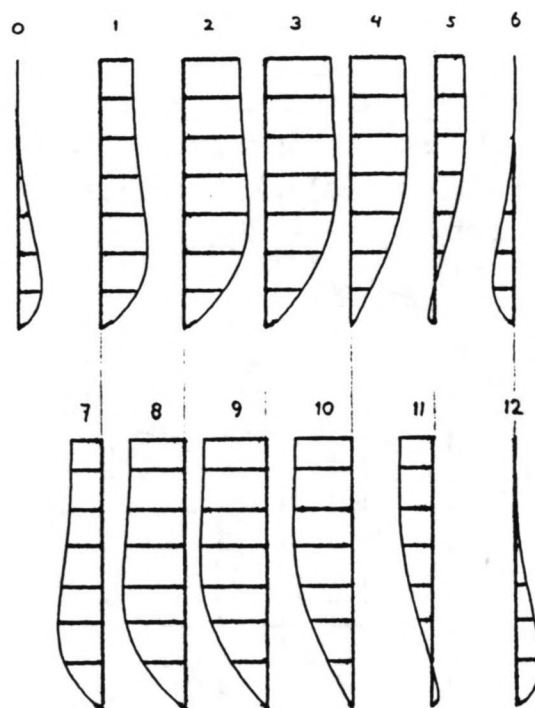
(grenslaag) zijn 12 momentane snelheidsprofielen weergegeven. De periode/cyclus is onderverdeeld in 12 gedeelten. Na elk gedeelte worden de momentane profielen weergegeven. Het onderlinge faseverschil is dus $\pi/6$. Zou ook profiel nr 13 ($\pi/6$) afgebeeld zijn, dan zou dit profiel samenvallen met nr 1. En nr 14 met nr 2, etc.

De profielen (figuren C1 en C2) beginnen niet bij de oorsprong. Ten eerste is de snelheid op enige hoogte van de bodem nul genomen (z_0) zoals in hoofdstuk 4 is toegelicht en ten tweede is de eerste waarde van nul verschillend omdat het eerste roosterpunt niet op z_0 gekozen is maar iets daarboven.

In de figuren is duidelijk te zien dat de profielen in het bovenste gedeelte niet meer variëren met de hoogte. In dit gedeelte heeft de bodem geen invloed op de snelheidsprofielen; er is een buitenstroming die niet varieert in de verticaal, wel in de tijd. Onder deze buitenstroming is er sprake van een grenslaag waarin de invloed van de bodem wel merkbaar is. Deze laag wordt ook beïnvloed door de buitenstroming. De laag is hier ongeveer 0.08 m (in figuur dimensieloos: 0.25) dik. In de laag zijn duidelijk onderling afwijkende profielen te zien.



figuur 16: snelheidsprofielen in de grenslaag.



Afstudeerproject

plot_sp2.dat

Profielen m.b.v. k-epsilon model

Figuur

Op $t=5*(\pi/6)$ en $t=11*(\pi/6)$ is te zien dat in de grenslaag zelfs snelheden voorkomen die in richting verschillen. Het één en ander wordt als volgt verklaard:

Op $t=0$ heeft het profiel de vorm van nr 12. De drukgradiënt is op dit moment maximaal en gaat afnemen maar is nog steeds positief; de snelheden worden groter. Op $t=3$ is de drukgradiënt nul en de oppervlakteuitwijking is maximaal; de snelheid in de buitenstroming is maximaal. Dan begint er een drukgradiënt in de andere richting te werken. Deze heeft een vertragende werking. Het duurt enige tijd ($T/4$) voordat de stroming in het buitengebied afgeremd is tot de snelheid nul en het water zich in tegenovergestelde richting begeeft. De vertragende drukgradiënt is bij de bodem even groot als in het gebied van de buitenstroming. Echter, bij de bodem zijn de snelheden kleiner. Dit heeft tot gevolg dat bij de bodem eerder een omkering wordt bereikt dan in het buitengebied. Bij $t=5$ en $t=11$ is dit te zien; de stroming bij de bodem beweegt al duidelijk in de richting waarin de drukgradiënt werkt terwijl de buitenstroming nog in tegengestelde richting beweegt. De snelheden bij de bodem lopen in fase ($\pi/2$) voor bij de snelheden in het buitengebied. Bij $t=11$ is de stroming bij de bodem al naar rechts gericht; de buitenstroming nog naar links. De watermassa iets boven de laag waar de snelheid van richting is veranderd, wordt meegesleept en er ontstaat een "bult" in de snelheidsverdeling die bij $t=12$ ($t=0$) duidelijk te zien is. In de "bult" is de snelheid dus hoger dan daarbuiten. Vanuit deze "bult" wordt impuls getransporteerd naar de onder- en bovenkant van deze "bult". Transport vindt immers plaats van gebieden met hoge waarden van impuls naar gebieden met lage waarden. De maximale waarde t.o.v. de omliggende waarde neemt dus af; de "bult" wordt afgevlakt. Echter, aan de onderzijde wordt de stroming meer afgeremd door de bodem dan boven de "bult". Dit resulteert in een maximale waarde die naar boven verschuift. De maximale waarde is op het moment dat de drukgradiënt van teken wisselt nog aanwezig in de grenslaag. Bij nr 3 ontwikkelt het profiel zich naar een evenwichtsituatie die bij de aanwezige bodemruwheid hoort. Echter, dit evenwicht wordt niet bereikt; de drukgradiënt wil de stroming alweer in tegenovergestelde richting doen bewegen. De stroming bij de bodem keert weer sneller om en in de tweede helft van de golfperiode is de ontwikkeling van de snelheidsprofielen analoog.

De schatting van de grenslaagdikte op de manier die in paragraaf 2.1.4 is beschreven geeft kleinere waarden dan de gevonden dikte.

De grenslaagdikte neemt toe bij toenemende ruwheid. De invloed van de bodem dringt dan sneller naar buiten door.

De dikte van de grenslaag is kleiner bij een kleinere golfperiode. De stroming wordt sneller in tegenovergestelde richting gestuurd.

turbulentie energie, k :

- Bij de profielen voor (turbulentie) energie en de ϵ zijn zes profielen weergegeven (figuren C3 en C4). Deze hebben betrekking op een halve cyclus/golfperiode. De zes profielen uit de tweede helft vallen hiermee samen. De variatie in de tijd is boven een bepaalde hoogte nagenoeg afwezig. Turbulentie energie wordt opgewekt uit snelheidsverschillen. Daar waar bij de snelheidsprofielen de snelheidsgradiënten groot waren zijn ook grote waarden voor de turbulentie energie te verwachten. In de grenslaag zijn die snelheidsgradiënten het grootst en de variatie met de tijd van de turbulentie energie is dus ook het grootst in het gebied waar de grenslaag aanwezig is. De turbulentie energie wordt niet alleen bepaald door de snelheidsgradiënten. De dissipatie van turbulentie energie, zoals te zien in volgend figuur (C4), en het diffusieve transport van k spelen ook een rol. Diffusief transport is verantwoordelijk voor het aanwezig zijn van turbulentie energie in het gebied waar de buitenstroming aanwezig is. Omdat de snelheden daar niet variëren in de verticaal, wordt er geen turbulentie energie opgewekt. Er is in dit gebied wel dissipatie. De hoeveelheid turbulentie energie die hier aanwezig is, is ongeveer evenredig met $1/z$. De turbulentie energie is klein bij het vrije wateroppervlak maar niet nul.

dissipatie van turbulentie energie, ϵ :

- Evenals bij de turbulentie energie is de dissipatie van deze energie afhankelijk van de snelheidsgradiënt, de grootte van de dissipatie is ondermeer afhankelijk van de hoeveelheid energie die aanwezig is. Ook hier is de variatie met de tijd boven een bepaalde hoogte nagenoeg nul (figuur C4). Daar wordt de waarde van ϵ bepaald door de diffusie van ϵ en de afname van ϵ . Naarmate de afstand tot de bodem groter wordt, wordt de ϵ ook kleiner. De waarde van ϵ in dit bovenste gedeelte is ongeveer evenredig met $1/z$. De dissipatie van turbulentie energie is bij het vrije wateroppervlak klein maar niet nul.

turbulentie viscositeit, ν_t :

- Er zijn twee figuren (C5 en C6) met profielen van de turbulentie viscositeit. Net als bij de profielen van de snelheden geeft één figuur het profiel over de hele diepte weer en de andere alleen over de grenslaag. De profielen voor de tweede helft van de golfcyclus zijn net als bij de profielen voor k en ϵ gelijk aan de zes profielen uit de eerste helft van de golfcyclus. Allereerst valt op dat aan het vrije wateroppervlak de ν_t niet nul is. Dit is het gevolg van de modellering m.b.v k en ϵ . De ν_t is gedefinieerd als $\nu_t = c_1 * k^2 / \epsilon$. Zowel de

grootheid k als de grootheid ϵ zijn aan het vrije wateroppervlak niet nul en dus is v_t ook niet nul. De snelheidsgradiënt is bij het vrije wateroppervlak nul dus er wordt net als in werkelijkheid geen impuls door het oppervlak getransporteerd (als er geen wind is).

Zowel voor k als voor ϵ kan het verloop in het buitengebied geschat worden met $1/z$. Het is dus niet verwonderlijk dat ook het profiel voor v_t in het buitengebied op een $1/z$ vorm lijkt.

Op enige afstand van het vrije wateroppervlak wordt de invloed van dit oppervlak merkbaar; het wateroppervlak zorgt ervoor dat de waterpakketjes (met impulsinhoud) zich verplaatsen over kleinere afstanden dan b.v. op de helft van de waterdiepte.

De variatie van v_t met de tijd is tot op dezelfde afstand tot de bodem aanwezig als bij k en ϵ het geval is. De onderlinge ligging van de profielen op de zes verschillende tijdstippen is van dezelfde vorm als de ligging bij k en ϵ . Wanneer profiel nr 1 wordt bekeken, is te zien dat de waarde van v_t relatief groot is aan de onderkant; daar zijn ook de snelheidsgradiënten maximaal. De snelheidsgradiënten veroorzaken een positieve bijdrage aan de turbulentie energie (en ook van de dissipatie daarvan). Boven de grenslaag zijn de snelheidsgradiënten klein. Diffusief transport bepaalt hier de waarde van v_t . Dus in de grenslaag worden door de snelheidsgradiënten turbulente wervels opgewekt die impuls kunnen transporteren. Boven de grenslaag worden geen turbulente wervels meer opgewekt maar door diffusief transport kan er nog impuls uitgewisseld worden. De snelheidsgradiënten zijn er nul dus de waterpakketjes, die voor uitwisseling van impuls zorgen, hebben dezelfde impulsinhoud. Van een netto transport is dus geen sprake. De enige term uit de differentiaal vergelijking voor de snelheden die invloed heeft op de verandering van de snelheden met de tijd (in het buitengebied) is de drukgradiënt. Deze is overal gelijk en zo ontstaan dus uniforme snelheidsprofielen in het buitengebied.

schuifspanningen, τ :

- De figuren (C7 en C8) bevatten hier twaalf (momentane) profielen die gelijk over een golfcyclus zijn verdeeld. De schuifspanningen $\tau = -\nu \partial u / \partial z$ zijn nul in het buitengebied (waar de snelheidsgradiënten nul zijn). De schuifspanningen zijn relatief groot waar de snelheidsgradiënten groot zijn. De turbulentie viscositeit ν_t bepaalt in welke mate deze snelheidsgradiënten "effectief" zijn. Oftewel: de snelheidsgradiënten bepalen wat de verschillen in impulsinhoud zijn tussen de waterpakketjes op enige afstand van elkaar en de ν_t bepaalt in welke mate er uitwisseling is van deze pakketjes. Samen bepalen ze dus hoeveel impuls er getransporteerd wordt.

Golfbeweging met een gemiddelde stroom:

$$T = 1.7 \text{ s}; H = 0.115 \text{ m}; h = 0.3 \text{ m};$$
$$u_{\text{gem}} = \text{resp. } 0.10, 0.20 \text{ en } 0.30 \text{ m/s}; z_0 = 0.01 \text{ m}$$

De codes van de figuren beginnen met de letters D, E en F.

T.o.v. de situatie waarbij geen gemiddelde stroom aanwezig is, worden verschillen toegelicht.

snelheden:

- De profielen zijn analoog aan de profielen met alleen een golfbeweging; nu is er een bijdrage van de stroom bijgekomen. Door interactie tussen golf en stroom zijn de profielen echter niet de optelsom van de afzonderlijke profielen voor golf of stroom.
De profielen in het buitengebied hebben elk een vorm die behoort bij een log-vormig snelheidsprofiel dat zou zijn ontstaan wanneer er geen variërende drukgradiënt zou zijn opgelegd (voor een stroom van 0.10 m/s figuren D1, D2 voor een stroom van 0.20 m/s figuren E1, E2 en voor een stroom van 0.30 m/s figuren F1 en F2). Bij de golf zonder gemiddelde stroom kreeg de stroming niet de tijd om zich tot een evenwichtssituatie te ontwikkelen; de invloed van de bodem bleef beperkt tot een bepaalde diepte. Nu is er een situatie waarbij de invloed van de bodem wel tot het vrije wateroppervlak reikt. De invloed van de fluctuerende drukgradiënt (golf) is echter nog steeds beperkt tot een bepaalde diepte. De invloed van de bodem op de golfbeweging is tot op grotere afstand van de bodem zichtbaar dan bij afwezigheid van een gemiddelde stroom. De turbulentie viscositeit die veroorzaakt door de snelheidsgradiënten samenhangend met de gemiddelde stroom veroorzaakt (extra) transport van waterpakketjes. Deze waterpakketjes bevatten niet alleen "impuls behorend bij de stroom" maar ook "impuls behorend bij de golf". De uitwisseling van waterpakketjes "veroorzaakt door de stroom" transporteert ook "impuls behorend bij de golf". Het transport van "impuls behorend bij de golf" gebeurt dus niet alleen door de turbulentie die door de golf worden opgewekt maar ook door de turbulentie die door de stroom worden opgewekt. Het totale transport van impuls "behorend bij de golf" is dus groter. De invloed die de bodem op de golfbeweging heeft reikt daarmee tot grotere afstanden van de bodem. Dit is te zien in een dikkere "golfgrenslaag".

turbulentie energie, k :

- In tegenstelling tot het geval bij een golfbeweging zonder gemiddelde stroom zijn de waarden voor k , ϵ en ν_t nu niet hetzelfde in de eerste helft van de golfcyclus als in de tweede helft van de golfcyclus (voor de k : figuren D3 en D4 voor een stroom van 0.10 m/s; figuren E3 en E4 voor een stroom van 0.20 m/s; figuren F3 en F4 voor een stroom van 0.30 m/s). De stroming gaat altijd één kant op en heeft dus in het geval van positieve snelheden door de golfbeweging, een versterkende bijdrage aan k , ϵ en ν_t , en in het geval van negatieve snelheden, een dempende bijdrage; kleinere snelheidsverschillen over dezelfde afstand geven kleinere snelheidsgradiënten. Er is te zien dat de profielen (voor een stroom van 0.10 m/s figuren D4 D5 en D7) voor k , ϵ en ν_t in paren voorkomen; de verschillen tussen b.v. 1 en 7, 5 en 11, 6 en 12 worden veroorzaakt door de gemiddelde stroom die steeds een versterkende of dempende werking heeft. Zonder een gemiddelde stroom zouden deze paren samenvallen.

dissipatie van turbulentie energie, ϵ :

- Voor ϵ (figuren D5, E5 en F5; resp. met een stroom van 0.10, 0.20 en 0.30 m/s) geldt hetzelfde als voor k .

turbulentie viscositeit, ν_t :

- Er is duidelijk te zien dat de profielen voor ν_t afwijkend zijn van de profielen bij een golfbeweging zonder gemiddelde stroom (figuren D6 en D7, E6 en E7, F6 en F7). Er blijkt een ruwweg parabolische vorm te zijn bijgekomen. Bij de bodem is weer te zien dat, door met de tijd veranderende snelheidsgradiënten, tijdsafhankelijke profielen aanwezig zijn. De met de tijd veranderende snelheidsgradiënten geven tijdsafhankelijke profielen voor k en ϵ en daarmee ook voor ν_t . Het gedeelte waarin de profielen tijdsafhankelijk zijn, is groter dan bij de golfbeweging zonder gemiddelde stroom. De invloed van de bodem op de golf is tot op grotere afstanden tot de bodem merkbaar. Dit is te zien bij de snelheidsprofielen (het verschil tussen b.v. 6 en 12 is aanwezig tot op grotere afstand tot de bodem), de profielen voor k en ϵ en dus ook bij de profielen voor ν_t . Bij $\hat{u} = 0.30$ m/s is dit zelfs het geval tot op de halve diepte. Boven de laag waarin tijdsafhankelijke profielen voor ν_t aanwezig zijn, wordt een maximum bereikt op ongeveer de halve diepte. In deze laag zijn de snelheidsgradiënten niet nul zoals het geval was bij de golf zonder gemiddelde stroom. Er worden dus ook turbulente wervels (k en ϵ)

opgewekt. De snelheidsgradiënten op een bepaald niveau zijn op elk moment nagenoeg gelijk. Er is dus geen variatie in de tijd. Bij toenemende gemiddelde stroom worden de snelheidsgradiënten groter en daarmee ook de k , ϵ en v_t . De snelheidsgradiënten zijn in deze laag onderin het grootst. De k en ϵ nemen dan ook af bij grotere afstanden tot de bodem. De dissipatie van k (ϵ) neemt blijkbaar relatief sneller af dan de k zelf. De bijdrage van de kleine wervels (waar de dissipatie van energie plaats vindt) aan de totaal aanwezige energie is in het midden van de verticaal kleiner dan bij kleinere afstanden tot de bodem of tot het vrije wateroppervlak. Op de halve diepte is de dissipatie dus relatief klein t.o.v. de turbulentie energie. Daardoor is de v_t dus groter op ongeveer de halve diepte ($v_t = c_1 k^2/\epsilon$).

schuifspanningen, τ :

- Bij de schuifspanningen uit de bijdrage van de gemiddelde stroom zich in een extra schuifspanning die lineair met de diepte toeneemt (figuren F8 en F9). Hoe groter de gemiddelde stroom, hoe groter ook de snelheidsgradiënten en de v_t . De schuifspanning ($\tau = -v_t \partial u/\partial z$) is dan ook groter. Een grotere gemiddelde stroom geeft dus grotere verschillen van impulsinhoud tussen waterpakketjes op enige afstand tot elkaar. Tevens is de uitwisseling van pakketjes groter. Samen geeft dit dus grotere impulstransporten (τ).

Naast de profielen die weergeven wat de momentane waarden van de grootheden zijn als functie van de diepte zijn er enkele grootheden op vaste niveaus bekeken. Het betreft hier de viscositeit en de schuifspanning. Er is gekozen voor een niveau iets boven het eerste roosterpunt. De snelheden bij de bodem lopen $\pi/2$ in fase voor bij de snelheden in de buitenstroming. In de golfgrenslaag neemt het faseverschil t.o.v. de snelheid bij de bodem toe bij toenemende afstand tot de bodem. Op $t=0$ is de snelheid bij de bodem maximaal en bij het vrije wateroppervlak nul. Op het gekozen niveau is de snelheid dus in fase achter t.o.v. de bodem en in fase voor t.o.v. de buitenstroming. Dit geldt niet alleen voor de snelheden maar ook voor de turbulentie viscositeit (figuren C9 en F10) en de schuifspanning (figuren C10 en F11). Op $t=0$ zijn de turbulentie viscositeit en de schuifspanning bij de bodem maximaal. De maximale waarde wordt op het gekozen niveau later bereikt. In figuur C9 is te zien dat de twee maxima dezelfde waarde hebben; voor de v_t maakt het niet uit in welke richting de waterbeweging is. Bij aanwezigheid van een gemiddelde stroom (F10) zijn de twee maxima niet gelijk. Het absolute maximum wordt bereikt wanneer de waterbeweging in dezelfde richting is als de gemiddelde stroom. De snelheidsgradiënten zijn dan groter en daarmee ook de k , ϵ en de v_t . De maximale en minimale waarden voor de schuifspanning worden bereikt op nagenoeg dezelfde tijdstippen als waarop de turbulentie viscositeit maximaal is. De schuifspanning is

afhankelijk van de richting waarin het water zich beweegt. Bij aanwezigheid van een gemiddelde stroom (figuur F11) zijn de absolute waarde van het maximum en van het minimum niet gelijk; zowel de snelheidsgradiënten als de waarde van de turbulente viscositeit, zijn in het tweede gedeelte van de golfcyclus niet gelijk aan die van het eerste gedeelte.

Voor de snelheden zijn ook tijdgemiddelde profielen berekend. Hierbij zijn momentane profielen verdeeld over de waterdiepte die op dat moment aanwezig was. Deze, aan de waterdiepte aangepaste, profielen zijn over de duur van een golfcyclus gemiddeld. Bij de golf zonder constante drukgradiënt (figuur C11) is in het gebied waarin het vrije wateroppervlak beweegt, een gemiddelde stroom in de looppriechting van de golf aanwezig. In de bovenste helft van dit gebied is het vrije wateroppervlak alleen aanwezig wanneer de snelheden naar rechts gericht zijn. De gemiddelde snelheid is dus vanzelfsprekend naar rechts gericht. De gemiddelde snelheid op het stil-waterniveau is daar maximaal en is 0.10 m/s. Onder het gebied waarin het vrije wateroppervlak beweegt is de gemiddelde snelheid nul. Hier is op alle momenten een buitenstroming aanwezig die niet varieert met de afstand tot de bodem. In de grenslaag veroorzaakt het uitrekken van de profielen over de diepte een gemiddelde snelheid die tegengesteld gericht is aan de looppriechting van de golf. Iets daarboven is de gemiddelde snelheid in de looppriechting.

De over de diepte gemiddelde snelheid is niet nul. Dit wordt veroorzaakt doordat de ,in de buitenstroming, naar rechts gerichte snelheden over een grotere diepte (de golftop passeert) werken dan de naar links gerichte snelheden (het golfdal passeert). Bij de bodem is juist de richting van de gemiddelde snelheid tegengesteld aan de looppriechting. De snelheden lopen bij grotere afstand tot de bodem op. Bij het uitrekken van het momentane snelheidsprofiel over een grotere diepte lopen de snelheden dus langzamer op dan bij het "inkrimpen" van het profiel over een kleinere diepte. Het gemiddelde zal dus tegengesteld gericht zijn aan de looppriechting.

5.3.3 Vergelijken van concentratieprofielen

De berekeningen van de snelheidsprofielen met het $k-\epsilon$ model hebben ondermeer profielen voor de turbulente viscositeit opgeleverd. Dit is de transportcoëfficiënt voor (horizontale) impuls over de verticaal. Het transport is verder nog afhankelijk van de snelheidsgradiënt. In het model wordt aangenomen dat het transport van het gradiënttype is; het transport van een grootheid is een transportcoëfficiënt maal de gradiënt van die grootheid. Nu is aangenomen dat dit type ook geldt voor transport van massa. Ook de transportcoëfficiënt voor impuls (turbulente viscositeit) en de transportcoëfficiënt voor massa (mengingscoëfficiënt voor water, zelfdiffusie) worden gelijk gesteld bij de berekeningen. Vervolgens wordt ook aangenomen dat het

transport van water in water, zelfdiffusie, gelijk verloopt aan transport van sedimentdeeltjes die zich in het water bevinden. De mengingscoëfficiënt voor sediment wordt dus gelijk genomen aan de turbulente viscositeit (zie ook paragraaf 2.3).

Met deze mengingscoëfficiënt kunnen zand-concentratieprofielen voorspeld worden. Dit is gedaan voor de golfbeweging zonder constante drukgradiënt en voor de golf met een gemiddelde stroom van resp. 0.10, 0.20 en 0.30 m/s. De situatie is gelijk aan de situatie die in paragraaf 5.3.2 beschreven is. In alle gevallen zijn de concentratieprofielen voor vier verschillende korreldiameters bepaald. In het model wordt geen zandkorrelverdeling opgevoerd maar een constante korreldiameter. Voor deze diameter is de D_{50} gebruikt van de korrelverdeling waarmee de experimenten zijn uitgevoerd. De valsnelheid van de zandkorrels is met de volgende door het Waterloopkundig Laboratorium ('83) voorgestelde empirische formule berekend:

$$1/w = 10^{[A \cdot \log^2(D) + B \cdot \log(D) + C]}$$

waarin

w : valsnelheid.

D : korreldiameter.

A,B,C: constanten, hier zijn resp. 0.495 2.410 en 3.740 genomen.

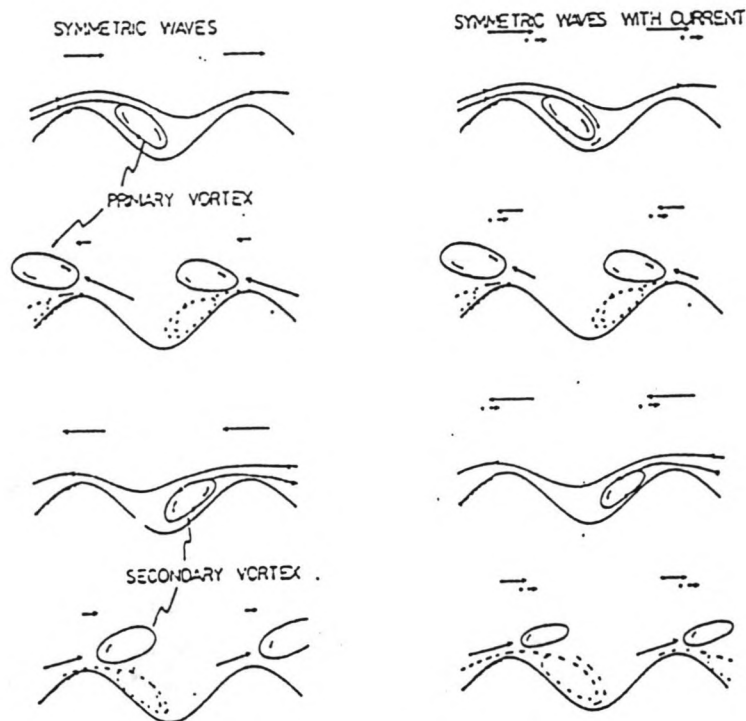
Er zijn vier figuren (G1 t/m G4; D in meters) waarin per situatie voor de vier verschillende zandkorreldiameters de concentraties zijn weergegeven. Daarna volgen vier figuren (G5 t/m G8) waarin de concentratieprofielen worden weergegeven van één korreldiameter in vier verschillende situaties. Zoals verwacht neemt de concentratie af bij toenemende afstand tot de bodem; bij grotere korreldiameters gebeurt dit sneller. Bij toenemende gemiddelde stroomsnelheid neemt de turbulente viscositeit, en daarmee ook de mengingscoëfficiënt voor sediment, toe en worden de gevonden concentraties ook groter.

De profielen berekend met het numerieke model worden vergeleken met de uitkomsten van de experimenten zoals die in paragraaf 5.3.1 zijn beschreven. Allereerst worden de profielen van de turbulente viscositeit vergeleken met de mengingscoëfficiënten voor het sediment die gevonden zijn m.b.v. de experimenten (figuren G9 t/m G12). Uit de zandconcentratiemetingen worden voor de verschillende zandkorreldiameters ook verschillende mengingscoëfficiënten gevonden. De turbulente viscositeit is niet afhankelijk van de korreldiameter. De metingen zijn alleen verricht in de onderste helft van de verticaal. Bij de profielen voor de golf

alleen (figuur G9) valt op dat de turbulentie viscositeit relatief sterk afneemt bij toenemende afstand tot de bodem. De profielen voor de mengingscoëfficiënten nemen veel minder af of nemen zelfs toe. In alle gevallen, golf met of zonder gemiddelde stroom, is de turbulentie viscositeit kleiner dan de mengingscoëfficiënt voor het sediment. De diffusiecoëfficiëntverdelingen verschillen en dat geldt ook voor de concentratieverdelingen (figuren G13 t/m G16). De verschillen zijn aanzienlijk. Bij de grotere korreldiameters worden er voor de gevallen waarbij een stroom van 0.30 m/s aanwezig is zelfs kleinere waarden gevonden dan de gemeten waarden bij afwezigheid van een gemiddelde stroom. Bij de gemeten profielen komt het voor dat concentraties bij aanwezigheid van een stroom van 0.20 m/s kleiner zijn dan bij een stroom van 0.10 m/s. Dit is bij de berekende waarde niet het geval.

Geconcludeerd mag worden dat het model de concentratieprofielen (kwantitatief) niet goed beschrijft. Dit kan o.a. veroorzaakt worden door de volgende redenen:

- De experimenten zijn uitgevoerd in een gesloten golfgoot. De totale hoeveelheid water in de golfgoot is constant. Tussen de niveaus waartussen het vrije wateroppervlak beweegt, is er transport van water in de looprichting. Dit moet dus gecompenseerd worden. Dit gebeurt door de zgn. retourstroom. Bij de berekening met het model wordt gebruik gemaakt van de rigid-lid benadering; het vrije wateroppervlak wordt vast genomen. Er is dus geen sprake van transport in de looprichting aan de bovenzijde en ook niet van een retourstroom. De retourstroom veroorzaakt, net als in de gevallen waarbij een gemiddelde stroom aanwezig is, een extra uitwisseling tussen waterpakketjes. Er zullen dus bij de experimenten hogere waarden gevonden worden dan bij de berekeningen met het numerieke model.
- De bodemribbels veroorzaken bodemneren. Deze worden niet met het numerieke model beschreven. Bodemneren ontstaan aan de lijzijde van de bodemribbel. Als de golfbeweging van richting verandert, wordt de neer over de ribbel "getild" en brengt daarbij de hoeveelheid zand die in de neer aanwezig is naar boven. De neer "gaat kapot" en er ontstaat een nieuwe neer aan de andere kant van de ribbel. Het proces herhaalt zich. Dit proces is ook aanwezig bij golven met een gemiddelde stroom. De bodemneren zijn dan niet van dezelfde grootte. Als gevolg van dit proces worden hogere concentraties gemeten dan dat er met het numerieke model berekend worden.



figuur 18: bodemneren.

- De orbitaalbeweging is in het numerieke model niet aanwezig. De invloed van de orbitaalbeweging op de sedimentconcentratieprofielen is onbekend.
- In het numerieke model is een constante waarde voor de korreldiameters genomen. Bij de experimenten was er een zandkorrelverdeling aanwezig. De kleinere deeltjes uit deze zandkorrelverdeling worden geacht een relatief grote bijdrage aan de concentraties in de verticaal te leveren. Door een enkele diameter te nemen worden de concentraties onderschat. Er worden echter met het model ook kleinere concentraties gevonden dan bij de experimenten als voor de korreldiameter niet de D_{50} maar de D_{10} wordt genomen. Dit verklaart dus zeker niet het hele verschil tussen de gemeten en berekende waarden.
- Er zijn enkele aannamen gedaan om vanuit de waterbeweging de sedimentconcentratieverdelingen te kunnen voorspellen. Aangenomen is dat het transport van impuls op dezelfde manier verloopt als het transport van sedimentdeeltjes. N.l., de transporten zijn van het gradiënttype en de transportcoëfficiënten zijn gelijk.

- Het is ook mogelijk dat het model niet beschrijft wat er in werkelijkheid gebeurt; afgezien van de fysische processen die wel of niet goed beschreven worden, is het mogelijk dat er een wezenlijke fout wordt gemaakt in de modellering. Het transport van impuls wordt in dit $k-\epsilon$ model (en in de meeste andere modellen) geschematiseerd als een gradiënttype transport. Dit is een benadering die niet altijd goed is. Dit wordt in paragraaf 6.1 toegelicht.

Aangenomen wordt dat de wanden van de golfgoot geen extra turbulentie veroorzaken en daarmee ook niet van invloed zijn op de transporten. Verschillen in de waterbeweging in de breedte van de golfgoot worden verondersteld niet van wezenlijke invloed te zijn op de resultaten.

In par. 5.4 wordt een situatie besproken waarbij concentratiemetingen vergeleken worden met de uitkomsten van het numerieke model. Hierbij gelden de eerste drie bezwaren zoals die hier boven zijn genoemd, niet. Het gaat om experimenten in een golftunnel. Het eerste en derde bezwaar gelden dan niet. De experimenten zijn bij dusdanig grote snelheden uitgevoerd dat ribbels ontstonden waarbij aangenomen mag worden dat er geen bodemneren aanwezig zijn. Het tweede bezwaar geldt dan ook niet.

5.3.4 Resultaten met kleinere ruwheid

De experimenten beschreven in par. 5.3.1 zijn uitgevoerd met grote bodemprofielen die een aanzienlijke bodemruwheid veroorzaken. Er zijn enkele gevallen berekend waarbij de bodemruwheid niet bepaald wordt door de kunstmatige bodemribbels zoals in par. 5.3.2, maar door de zandkorreldiameters. De z_0 (maat voor de bodemruwheid) is als volgt berekend: $z_0 = r/33$ waarin $r = 3 * D_{90}$. Voor de D_{90} is de D_{90} van de grootste korreldiameter waarmee de experimenten zijn uitgevoerd, genomen. De z_0 wordt nu $3.0 \text{ E-}5 \text{ m}$. Het eerste roosterpunt is op $6.0 \text{ E-}5 \text{ m}$ gekozen. Verder zijn alle invoergegevens gelijk aan het geval in par. 5.3.2, nl: $T = 1.7 \text{ s}$; $h = 0.3 \text{ m}$; $H = 0.115 \text{ m}$. Er zijn twee gevallen met een gemiddelde stroom berekend nl: $u_{\text{gem}} = 0.10 \text{ m/s}$ en $u_{\text{gem}} = 0.20 \text{ m/s}$.

De berekening van met name de golf zonder gemiddelde stroom is niet zonder problemen verlopen. Voor de beginwaarden van u , k en ϵ zijn waarden genomen die vrijwel nul waren. De waarden op een bepaald moment in de golfcyclus moeten nagenoeg gelijk zijn aan de waarden op een zelfde moment in een eerder berekende

golfcyclus. Er is altijd een klein verschil. Dit verschil tussen twee opeenvolgende cycli moet afnemen. Bij deze berekening zijn 20.000 cycli doorgerekend.

De codes van de figuren beginnen met de letters H, I en J. De figuren bevatten dimensieloze waarden. Deze moeten vermenigvuldigd worden met de volgende factoren voor het verkrijgen van niet-dimensieloze waarden (zelfde factoren als bij C, D, E en F):

-	h	:	*	0.3	m
-	u	:	*	0.604	m/s
-	k	:	*	0.3645	m ² /s ²
-	ε	:	*	0.7335	m ² /s ³
-	v _t	:	*	0.1811	m ² /s
-	τ	:	*	0.3645	m ² /s ²

De grenslaag is nu veel dunner dan bij een grotere ruwheid. De in par. 2.1.4 beschreven schatting geeft een grenslaagdikte van 7 tot 11 mm. Uit de figuren H blijkt dat de grenslaag ongeveer 9 mm is (0.03 * 0.3). De schatting geeft in dit geval dus een goede waarde. Bij grotere ruwheden geeft de schatting te kleine waarden.

T.o.v. de profielen bij een grotere bodemruwheid zijn er verschillen. Enkele verschillen worden toegelicht:

Golfbeweging:

- De grenslaagdikte is kleiner (vergelijking figuren C en H). Bij een kleinere ruwheid heeft de bodem minder invloed op de stroming. De invloed is dan merkbaar in een dunnere laag, dan bij een ruwere bodem. De snelheidsgradiënten zijn zeer dicht bij de bodem groter dan bij een ruwere bodem. Daarboven zijn de snelheidsgradiënten kleiner. Zeer dicht bij de bodem worden turbulente wervels opgewekt maar door aanwezigheid van de bodem is de diffusie t.g.v. deze wervels beperkt. Daar waar de snelheidsgradiënten kleiner zijn, wordt minder turbulentie opgewekt en dus is het transport van impuls in de verticale richting relatief klein. Het transport van impuls is dus kleiner dan bij een ruwere bodem. Waterpakketjes worden minder met elkaar uitgewisseld en de invloed van de bodem werkt daarmee niet door tot grote afstanden tot de bodem.
- De dissipatie van turbulentie energie is zeer dicht bij de bodem groter dan bij de ruwe bodem. De snelheidsgradiënten zijn zeer dicht bij de bodem groter dan bij de ruwe bodem. Er wordt daar dus meer turbulentie energie

opgewekt. Door de bodem is de lengteschaal van deze wervels zeer dicht bij de bodem beperkt; er ontstaan relatief meer kleinere wervels dan grotere wervels. Dissipatie van turbulente energie treedt vnl. op bij kleinere wervels. Deze dissipatie is bij de bodem groter.

Golfbeweging met een gemiddelde stroom:

- De bijdrage van de stroom aan de turbulente viscositeit is veruit het grootste. De transporten worden op de halve diepte veel minder gehinderd door de bodem dan bij de bodem het geval is. De profielen voor de turbulente viscositeit zijn tot op kleinere afstanden tot de bodem tijdsafhankelijk dan het geval is bij een ruwere bodem.

Concentratieverdelingen:

Vergelijken van de berekende concentratieverdelingen met de gemeten concentraties is niet relevant. De hier gebruikte ruwheden zijn veel kleiner dan de met bodemprofielen van 0.02 m hoog verkregen ruwheden.

De concentratie wordt opgelegd in een roosterpunt op enige afstand van de bodem. Beneden dit punt wordt voor de concentratie een vaste waarde genomen en boven dit punt worden de concentraties berekend. In dit geval bevindt het punt zich in de bovenkant van de grenslaag.

Bij de concentratieverdelingen is voor het geval van een golf zonder gemiddelde stroom, de verdeling met een zanddiameter $D = 107 \text{ E-6 m}$ gegeven (figuur K1). Hierbij worden zeer kleine concentraties gevonden. Bij de gevallen met een gemiddelde stroom erbij worden hogere concentraties gevonden maar wel kleiner dan bij de overeenkomstige situaties met een ruwere bodem (figuren K2 en K3).

Er zijn ook nog voor de golfbeweging met en zonder gemiddelde stroom van 0.10 m/s, concentraties op een vast punt boven de bodem, gedurende één golfcyclus, berekend (figuren K4 en K5). Er is te zien dat twee maxima worden bereikt voor de golf zonder gemiddelde stroom. Er wordt een maximum bereikt in de periode dat de beweging naar rechts is gericht en in de periode dat de beweging naar links is gericht. Bij het geval met een gemiddelde situatie verandert de situatie. Het minimum wordt bereikt wanneer de beweging van de golf en van de stroom tegengesteld gericht zijn.

5.3.5 Resultaten met tweede orde term

Bij de experimenten en de berekeningen is steeds gebruik gemaakt van sinusvormige golven; de oppervlakteuitwijking en de drukgradiënt hebben een sinusvorm. In het algemeen hebben golven geen sinusvorm. Een benadering van de werkelijke situatie kan verkregen worden door meerdere sinuscomponenten te superponeren. Zo kan een sinuscomponent gesuperponeerd worden met een tweemaal zo grote frequentie waarbij de eerste top samenvalt met de top van de eerste component en tweede top samenvalt met het dal van de eerste component. Als gevolg hiervan wordt de top hoger en het dal minder diep.

Met het model is een geval doorgerekend waarbij de snelheidsamplitude van de tweede component een kwart is van de amplitude van de eerste component. De eerste component is gelijk aan die in de gevallen die in par. 5.3.2 zijn toegelicht; $T = 1.7$ s;

$h = 0.3$ m; $z_0 = 0.01$ m; $\hat{a}_1 = 57.5$ mm; $\hat{a}_2 = 14.4$ mm. Er ontstaat zo een oppervlakteuitwijking zoals in figuur L1 is weergegeven. De drukgradiënt die hierbij hoort, heeft een zelfde tweede component.

De figuren L2 en L3 zijn niet symmetrisch t.o.v. de lijn $u=0$; de maximale snelheden worden groter en de snelheden in tegengestelde richting nemen in absolute waarde af t.o.v. de situatie zonder de tweede component. In de figuren L4, L5 en L7 komen de getallen (n) overeen met tijdstippen $n \cdot (\pi/3) \cdot T$. Dit zijn dus niet dezelfde tijdstippen als bij voorgaande situaties; die waren $n \cdot (\pi/6) \cdot T$.

Figuur L10 toont de viscositeit op een vaste afstand tot de bodem. De piekwaarde, bij het passeren van een golftop is nu groter dan bij het passeren van een golfdal. Dit was ook het geval bij aanwezigheid van een gemiddelde stroom bij een golf die uit een enkele component bestond.

In figuur L12 zijn tijdgemiddelde snelheidsprofielen weergegeven. Deze profielen zijn verkregen door de momentane snelheidsprofielen "uit te rekken" over de op dat moment aanwezige diepte en daarna de gemiddelde waarden op bepaalde niveaus te berekenen. De vergelijking is gemaakt met het berekende profiel uit geval C, de golf met één sinuscomponent. De top is nu hoger en het dal is minder diep. Er wordt een zelfde maximale waarde bereikt. Opvallend is dat er nu een gemiddelde stroom in de richting tegengesteld aan de looprichting aanwezig is, in het gebied waar geen vrije waterspiegel is en ook geen grenslaag is. De snelheden zijn over een langere periode naar links gericht dan naar rechts gericht. De waterbeweging naar rechts gericht (bij het passeren van de golftop) heeft een grotere snelheid dan wanneer deze naar links gericht is, en wordt daardoor ook meer door de bodem afgeremd. Het resultaat is een

gemiddelde snelheid in dit gedeelte, die niet gelijk aan nul is.

5.4 Vergelijking met concentratiemetingen boven zandbed

5.4.1 Beschrijving van modelonderzoek met hoge snelheden

Het numerieke model gaf (zie par. 5.3.3) kleinere waarden voor de sedimentconcentraties dan de waarden die gemeten werden bij de proeven. De proeven werden uitgevoerd met relatief grote (kunstmatige) bodemribbels. Achter deze ribbels vormen zich neren. Deze neren kunnen een aanzienlijke bijdrage leveren aan het sedimenttransport in opwaartse richting. Dit proces wordt op geen enkele wijze beschreven met het één-dimensionale $k-\epsilon$ model.

Nu worden resultaten van sedimentconcentraties vergeleken met proeven waarbij de bodem niet uit kunstmatige ribbels bestaat maar uit een zandbed. De proeven [Ribberink, 1989] werden bij dusdanig grote snelheden uitgevoerd dat het bodemprofiel zo'n vorm krijgt dat aangenomen mag worden dat de genoemde neren niet optreden: de bedvorm die aanwezig was bij de gebruikte metingen was er één waarbij het bodemprofiel over een lengte van 2.5 m een hoogte van 0.17 m bereikt (t.o.v. het laagste punt). De metingen zijn in een golftunnel (figuur M0) verricht. Elke invloed van de orbitaalbeweging en retourstroom is dus tevens afwezig.

Er zijn experimenten gedaan met een regelmatige oscillerende stroom (waarbij de snelheidsamplitude constant is) en ook met onregelmatige oscillerende stromingen (beide met snelheidsamplituden van 0.90 tot 1.50 m/s). Bij die met onregelmatige oscillerende stroming ontstond een horizontaal vlak bed. De experimenten zijn gedaan in de grote golftunnel van het Waterloopkundig Laboratorium. De lengte is 15 m, de breedte is 0.3 m en de hoogte is 1.10 m.

De meetserie die nagerekend is met het numerieke model bestaat uit zandconcentratiemetingen bij regelmatige sinusvormige oscillerende stromingen met een periode van 8 seconden en een snelheidsamplitude van 1.50 m/s. De metingen zijn uitgevoerd in vier verschillende raaien; boven het maximum van het bodemprofiel, boven het minimum en daartussen. De zanddiameters zijn: $D_{10} = 0.15$ mm, $D_{50} = 0.21$ mm en $D_{90} = 0.32$ mm.

5.4.2 Vergelijken van concentratieprofielen

De volgende stromingssituatie is berekend: $T = 8$ s; $\hat{u} = 1.50$ m/s; $z_0 = 3.0E-5$ m.
Voor de korreldiameter is genomen $D = 210E-6$ m.

De voorspelling van de dikte van de grenslaag zoals in par.2.1.4 is beschreven geeft in dit geval weer te hoge waarden. De schatting geeft een dikte van 0.16 tot 0.24 m terwijl het model een grenslaagdikte van ongeveer 0.05 m geeft (figuren M1 en M2).

De tijdsafhankelijkheid van de turbulente viscositeit (figuren M4 en M5) is tot op relatief grote afstand tot de bodem aanwezig; de snelheidsgradiënten zijn op dit niveau niet meer zo groot als dicht bij de bodem.

De metingen (figuur M7) zijn in verschillende, vaste raaien gedaan, nl. bij het maximum en het minimum van het bodemprofiel en daartussen. Bij de gemeten concentraties is te zien dat de onderlinge verschillen gering zijn. Dit maakt het aannemelijk dat er geen bodemneer aanwezig is die veel invloed heeft op het verticale transport van sediment.

Bij het berekenen van de concentratieprofielen zijn de in het onderste meetpunt gemeten waarden opgelegd in het numerieke model. De uitkomsten (zie figuur M9) wijken sterk af van de gemeten waarden. Er zijn ook metingen gedaan met onregelmatige golven; deze geven kleinere waarden voor de concentraties maar zelfs dan zijn de verschillen met het model nog steeds erg groot. In het model is een constante korreldiameter ingevoerd terwijl bij de metingen een korrelverdeling aanwezig was. Deze vereenvoudiging geeft te kleine waarden voor de berekende concentraties. Echter, de verschillen die deze vereenvoudiging veroorzaakt zijn niet de belangrijkste oorzaak.

De invloed van de grote bodemribbels wordt ook geacht klein te zijn; de verticale component in de stroming die veroorzaakt wordt door deze bodemribbels levert misschien een bijdrage aan het verticale transport maar ook dit verklaart niet het hele verschil tussen de profielen.

Van de in par.5.3.2 genoemde mogelijke oorzaken van de verschillen tussen de meetresultaten en de berekende waarden, is de vijfde mogelijke oorzaak nog aanwezig;

- Er zijn enkele aannamen gedaan om vanuit de waterbeweging de sedimentconcentratieverdelingen te kunnen voorspellen. Aangenomen is dat het transport van impuls op dezelfde manier verloopt als het transport van sedimentdeeltjes. N.l., de transporten zijn van het gradiënttype en de

transportcoëfficiënten zijn gelijk.

Geconcludeerd moet worden dat er inderdaad verschillen zijn tussen de transporten van impuls en massa (en dus ook sedimentdeeltjes). Dit wordt verder toegelicht in par.6.1.

6 NABESPREKING, CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN

6.1 Nabespreking

In hoofdstuk 5 is geconcludeerd dat de transporten van impuls en massa waarschijnlijk niet op dezelfde manier verlopen. Dit wordt in deze paragraaf nader toegelicht. Eerst wordt besproken of de modellering m.b.v. het gradiënttype wel juist is.

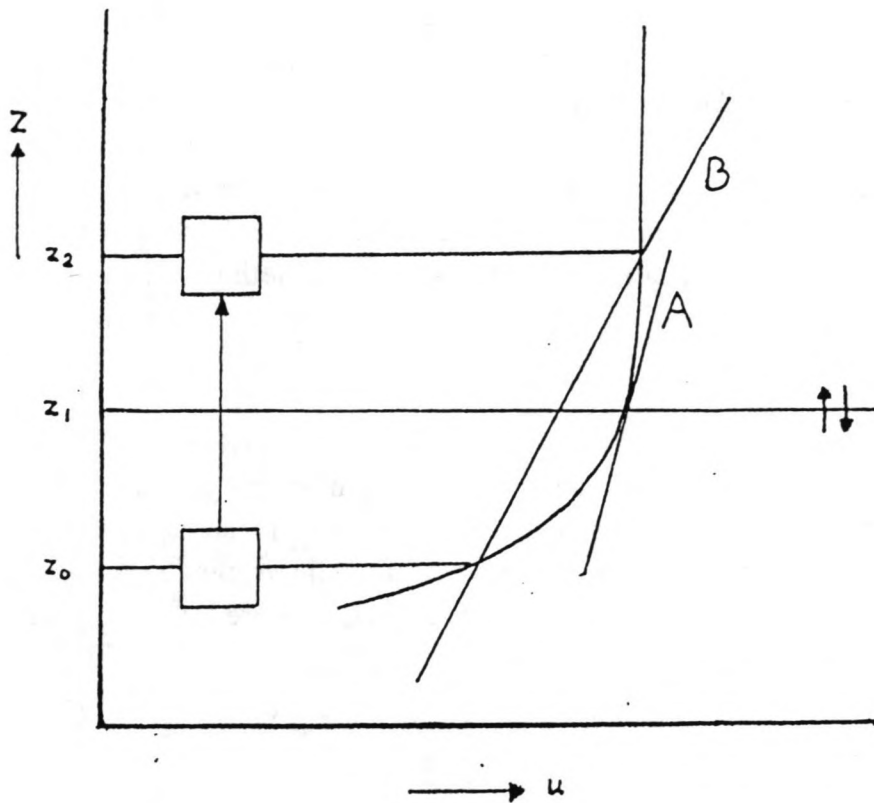
Gradiënttype-transport

Bij gradiënttype transporten wordt de hoeveelheid van een bepaalde grootte G die getransporteerd wordt door een bepaald vlak, evenredig gesteld met het lokale verloop van de hoeveelheid G aan weerszijde van dit niveau (zie par.2.1.3). Deze gradiënt wordt vermenigvuldigd met een transportcoëfficiënt die aangeeft in welke mate er uitwisseling (van waterpakketjes met een hoeveelheid G) door dit vlak plaats vindt.

Bij het gebruikte model is voor het verticale transport van horizontale impuls een gradiënttype transport aangenomen. Bij het numerieke $k-\epsilon$ model wordt het transport van impuls bepaald uit lokale gradiënten. D.w.z. dat voor de bepaling van de turbulente viscositeit in een bepaald roosterpunt er alleen gekeken wordt naar de snelheidsgradiënt die bij dat roosterpunt aanwezig is. Deze benadering, transporten zijn van het gradiënttype, wordt gemaakt bij veel modellen. Wanneer er transporten van waterpakketjes met een bepaalde hoeveelheid impuls over grotere afstanden plaats vinden, dan kan het zijn dat het proces niet goed beschreven wordt. Dit is het geval wanneer de lokale gradiënten sterk verschillen t.o.v. de snelheidsverschillen tussen de plaatsen waartussen het waterpakketje beweegt.

In figuur 19 is het één en ander schematisch weergegeven:

Het transport van impuls door niveau z_1 wordt in het model afhankelijk gesteld van de lokale snelheidsgradiënt die geschematiseerd is met helling A . Als waterpakketjes over grotere afstanden uitgewisseld worden dan de afstanden waarover snelheidsgradiënten variëren, is de lokale snelheidsgradiënt (A) niet gelijk aan de verschillen in snelheden tussen de niveaus waarover transport plaats vindt (z_0 en z_2). Helling B is niet gelijk aan helling A .



figuur 19

Verschil tussen transport van impuls en massa

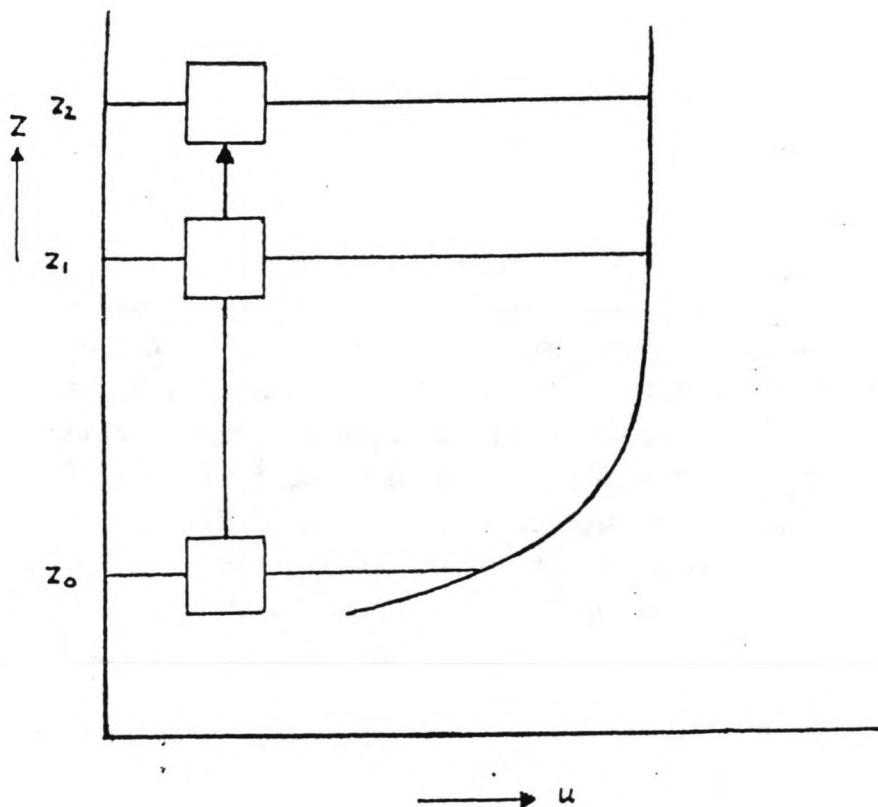
Verschil tussen transport van impuls en massa kan als volgt verklaard worden: Er wordt uitgegaan van een waterpakketje dat met een bepaalde horizontale-impuls inhoud en massainhoud (b.v. sedimentdeeltjes) naar een plaats beweegt waar een afwijkende snelheid is. Tijdens de verplaatsing willen de omliggende pakketjes, met een afwijkende snelheid, de snelheid van dit pakketje aanpassen (er is impulsuitwisseling). Het pakketje krijgt daardoor een andere horizontale snelheid (dus ander horizontale-impuls inhoud). Wanneer dit pakketje nog niet uit elkaar is gevallen en nog steeds in verticale richting beweegt, is er dus sprake van transport van massa dat onveranderd is, terwijl de impulsinhoud al aangepast is aan de omliggende waterpakketjes. Er vindt hierbij uitwisseling van massa plaats over grotere afstanden dan het geval is bij uitwisseling van impuls.

Dat transport van massa over grotere afstanden plaats vindt, maakt dat de fout in de

benadering met het gradiënttype groter is bij massatransport dan bij impulstransport. Wanneer er gebruik gemaakt wordt van een gradiënttype transport voor impuls en voor massa (water in water, of sediment in water) waarbij bovendien de transportcoëfficiënten gelijk worden gesteld, wordt er dus een fout gemaakt. Ten eerste beschrijven gradiënttype transporten niet wat er in werkelijkheid gebeurt als er uitwisseling is over grotere afstanden dan de afstanden waarover de snelheidsgradiënt varieert. Ten tweede gebeurt de uitwisseling van impuls over kleinere afstanden dan de uitwisseling van massa. De verschillen tussen uitwisseling van impuls en massa zullen niet in alle gevallen hetzelfde zijn; een factor invoeren om het verschil tussen uitwisseling van impuls en uitwisseling van massa in rekening te brengen zal dus niet in alle gevallen en op alle niveaus in de verticaal hetzelfde zijn.

In onderstaand figuur is het één en ander schematisch weergegeven:

Het transport van horizontale impuls vindt plaats van niveau z_0 naar niveau z_1 . De snelheid is op niveau z_1 al aangepast. Het waterpakketje verplaatst echter van z_0 naar z_2 en het transport van massa vindt dus over een grotere afstand plaats dan het transport van (horizontale) impuls.



figuur 20

Met deze beide beschouwingen kunnen verschillen tussen de gemeten en berekende concentratieprofielen verklaard worden. De lengte waarover waterpakketjes, met een zekere sedimentinhoud, worden uitgewisseld is erg belangrijk; hoe groter deze lengtemaat is, des te groter is de uitwisseling en des te groter zijn ook de sedimentconcentraties op een zekere afstand van de bodem. Deze lengte wordt met de gebruikte modellering onderschat; er worden dus ook te kleine concentraties gevonden.

Vershil tussen transport van sedimentdeeltjes en zelfdiffusie

Behalve de gelijkstelling van de mengingscoëfficiënt voor water (water in water, zelfdiffusie) aan de turbulente viscositeit, worden ook de mengingscoëfficiënten voor zelfdiffusie en voor sediment gelijk gesteld. Ook dit is niet juist. Dat er een verband tussen beide is, is duidelijk doordat de waterpakketjes die met elkaar uitgewisseld worden de sedimentdeeltjes die zich in deze pakketjes bevinden, met zich meenemen. Het kan zijn dat de sedimentdeeltjes niet in de waterpakketjes blijven maar er uit springen of er uitvallen waardoor er een verschil in menging tussen de waterpakketjes en de sedimentdeeltjes is.

6.2 Conclusies

In deze paragraaf worden conclusies getrokken en de belangrijkste conclusies die eerder zijn genoemd, worden herhaald.

Conclusies m.b.t. de snelheidsprofielen

Het numerieke model moet met meer snelheidsmetingen vergeleken worden om waardevollere conclusies te kunnen trekken. In Appendix 3 is een geval beschreven waarbij een situatie is doorgerekend met een vaste viscositeit die berekend is uit gemeten zandconcentratieprofielen. De (tijdonafhankelijke) turbulente viscositeit die opgelegd is, is erg afwijkend van de turbulente viscositeit die met het $k-\epsilon$ model is gevonden. Toch zijn de snelheidsprofielen niet erg afwijkend. Dit bevestigt het vermoeden dat het voor de gevonden snelheidsprofielen niet zo erg belangrijk is welk model gebruikt wordt. De gevonden turbulente viscositeit bij de verschillende modellen is niet hetzelfde. De gevonden verticale uitwisseling van impuls is dus wel verschillend. De verschillen in gevonden snelheidsprofielen mogen dan klein zijn, de manier waarop ze gevonden worden, de fysische onderbouwing (voor zover aanwezig),

is verschillend.

De convectieve term uit de vergelijking voor de snelheden is verwaarloosd. Een maat voor de invloed van deze term is U_0/c waarin U_0 de amplitude van de snelheid van de buitenstroming is en c de loopsnelheid van de golf.

M.b.t. de met het $k-\epsilon$ model gevonden snelheidsprofielen zijn o.a. de volgende conclusies getrokken:

- De maximale waarden die bereikt worden gedurende een golfperiode (par.5.2.2) worden goed beschreven met het toegepaste numerieke model. Meerdere vergelijkingen met metingen zijn echter noodzakelijk.
- Bij de superpositie van een gemiddelde stroom op deze golfbeweging lijkt de hydraulische bodemruwheid af te nemen; de waterbeweging wordt minder beïnvloed door de bodem (par.5.2.2).
- De momentane profielen hebben verklaarbare vormen (par.5.3.2).
- De buitenstroming loopt $\pi/2$ in fase achter op de snelheden bij de bodem. In de grenslaag loopt dit faseverschil op (van 0 naar $\pi/2$) bij toenemende afstand tot de bodem (par.5.3.2).
- Bij superpositie van een gemiddelde stroom wordt de golfgrenslaag dikker; de invloed van de bodem op de golfbeweging is tot op grotere afstanden tot de bodem aanwezig (par.5.3.2).
- De dikte van de grenslaag wordt kleiner bij afnemende bodemruwheid (par.5.3.4). Dit geldt ook bij toenemende golffrequentie.
- Bij een golf die uit meerdere sinuscomponenten bestaat, is er een gemiddelde stroming, tegengesteld aan de looprichting, aanwezig in het buitengebied waar geen vrije waterspiegel voorkomt (par.5.3.5, figuur L12).

Een ander conclusie is dat de modellering m.b.v. het gradiënttype transport als aanname voor het verticale transport van horizontale impuls, fouten kan veroorzaken (par.6.1).

Al met al kan geconcludeerd worden dat de snelheidsprofielen die verkregen zijn met het numerieke model vrij goed zijn. Verdere toetsing aan meetresultaten is echter noodzakelijk.

Conclusies m.b.t. de sedimentconcentratieprofielen.

Het $k-\epsilon$ model is een model dat niet zuiver empirisch is. Veel andere modellen

hebben minder fysische onderbouwing dan het $k-\epsilon$ model. Ook omdat er veel stromingssituaties redelijk berekend zijn is er enig vertrouwen in de juistheid van de met dit model verkregen turbulentie viscositeit. Of m.b.v. deze turbulentie viscositeit ook sedimentconcentratieprofielen verkregen kunnen worden is echter zeer de vraag. Er zijn namelijk aannamen gedaan om uit deze turbulentie viscositeit de mengingscoëfficiënt voor sediment te bepalen, die waarschijnlijk niet tot de goede resultaten leiden. Het betreft hier met name de aanname dat de uitwisseling van massa tussen verschillende verticale niveaus hetzelfde is als de uitwisseling van (horizontale) impuls tussen deze niveaus. Het blijkt dat dit zeker niet in alle gevallen en op alle niveaus in de verticaal het geval hoeft te zijn. Vaak is de uitwisseling van massa groter dan de uitwisseling van impuls. Door gelijkstelling van de beide transportcoëfficiënten wordt dus een wezenlijke fout gemaakt worden. Hierdoor wordt de uitwisseling van massa onderschat. De gevonden concentraties zijn dan ook te klein. Behalve deze verklaring voor de verschillen tussen de gemeten en berekende waarden zijn er meerdere oorzaken aan te wijzen. Toch wordt de hier genoemde verklaring de grootste bijdrage in het verschil te leveren. Andere oorzaken van de verschillen zijn:

- Door de aanname van het gradiënttype transport in de berekening van de snelheidsprofielen kan er een verschil zijn in de gevonden turbulentie viscositeit en de werkelijk optreden de uitwisseling (zie par.6.1).
- Behalve de gelijkstelling van de mengingscoëfficiënt voor water (water in water, zelfdiffusie) aan de turbulentie viscositeit, worden ook de mengingscoëfficiënten voor zelfdiffusie en voor sediment gelijk gesteld. Ook dit is niet juist (zie par.6.1)
- In enkele gevallen zijn concentratieprofielen vergeleken met metingen in een golfgoot. De retourstroom die daarbij aanwezig is veroorzaakt grotere concentraties (par.5.3.3).
- In de meeste gevallen zijn concentratieprofielen vergeleken met metingen die uitgevoerd zijn met (kunstmatige) bodemribbels. Deze veroorzaken bodemneren die aanzienlijke extra sedimenttransporten in de verticale richting geven (par.5.3.3).
- In alle gevallen is een constante korreldiameter in het numerieke model ingevoerd. Bij de metingen hadden de sedimentdeeltjes verschillende diameters. Dit geeft te kleine berekende concentraties omdat de bijdrage van de kleinere deeltjes aan de concentraties op enige afstand tot de bodem relatief groot is (par.5.3.3).

Al met al kan geconcludeerd worden dat, om bovenstaande redenen, de berekende concentratieprofielen de werkelijk optredende concentraties niet benaderen.

In Appendix 3 zijn ook nog enkele conclusies getrokken. Deze hebben betrekking op de verschillen tussen de uitkomsten van berekeningen van snelheidsprofielen met het $k-\epsilon$ model en de uitkomsten van berekeningen waar voor de turbulentie viscositeit de waarde van de (tijdonafhankelijke) mengingscoëfficiënt voor het sediment is gebruikt.

6.3 Aanbevelingen

Vooraf bij de berekening van concentratieprofielen treden grote verschillen op met de gemeten waarden. De berekende snelheidsprofielen geven geen grote afwijkingen maar toch verdient het aanbeveling om het numerieke model met meerdere metingen te toetsen. De invloed van het berekenen van snelheidsprofielen met het gradiënttype waarbij alleen naar de lokale snelheidsgradiënt wordt gekeken en niet naar de gradiënt over het gedeelte waarover de uitwisseling van (horizontale) impuls plaats vindt, zou nagegaan moeten worden. Over de afstanden waarover massa getransporteerd wordt, is maar zeer weinig bekend. Metingen die op één of andere manier deze afstanden kunnen meten, zouden van waarde kunnen zijn.

LITERATUURLIJST

- Bakker, W.T. and Th. van Doorn; 1978
Near-bottom velocities in waves with a current, Proc.14th Int.Conf.Coastal Engineering pag.1394-1413, Hamburg.
- Battjes, J.A.; 1988
Collegehandleiding, Korte golven, T.U.Delft.
- Bhattacharya, P.K.; 1971
Sediment suspension in shoaling waves, Ph.D.Thesis, University Iowa.
- Booij, R.; 1982
Reproduction of velocity profiles in estuaries by some one-dimensional mathematical models, Lab. voor Vloeistofmechechanica, T.U.Delft.
- Booij, R.; 1986
Collegehandleiding, Turbulentie in de waterloopkunde, T.U.Delft.
- Coleman, N.L.; 1970
Flume studies of sediment transfer coëfficiënt, Water resources research, Vol.6, no 3, U.S.A.
- Davies, A.G.; 1986
A model of oscillatory rough turbulent boundary flow. Est.Coast.Shelf Sci., pag.353-374.
- Davies, A.G. and R.L. Soulsby and H.L.King; 1988
A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer, Journ.of geophysical research, Vol.93. pag.491-508.
- Doorn, Th.van; 1982
Experimenteel onderzoek naar het snelheidsveld in de turbulente bodemgrenslaag in een oscillerende stroming in een golftunnel, T.O.W., M1562, Delft Hydraulics.
- Einstein, H.A.; 1950
The bed load function for sediment transportation in open channel flows, U.S. department of agriculture, Tech.bull.no 1026.
- Fredsoe, J.; 1984
Turbulent boundary layer in wave current motion, Journ. of Hydraulic Engineering, Vol.110, no 8.
- Graaff, J.van de; 1988
Sediment concentration due to wave action, proefschrift.
- Heyboer, D.; 1988
Zandconcentratie- en stroomsnelheidsverdelingen onder golven en stroom, T.O.W.-k, T.U.Delft.
- Hinze, J.O.; 1975
Turbulence, McGraw-Hill book company.
- Huynh-Thanh, S. and A. Temperville; 1990
A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction, Abstr. 22th Int.Conf.Coastal Engineering, Delft.
- Jensen, B.L.; 1989
Experimental investigation of turbulent oscillatory boundary layers, Institute of Hydrodynamics and

- Hydraulic Engineering, T.U.Denmark.
Experimental and theoretical investigations
in a oscillatory (rough) turbulent boundary layer,
Journ. of Hydraulic Research, Vol.14.
- Jonson, I.G. and N.A. Carlsen; 1976
- Jorissen, R.E.; 1987
Numeriek model ter bepaling van de ontwikkeling
van snelheids- en turbulentieverticalen achter een
drempel, T.U.Delft.
- Justesen, P.; 1988
Turbulent wave boundary layers, Institute of
Hydrodynamics and Hydraulic Engineering,
ser.pap.43, T.U.Denmark.
- Kampen, H.F.A.van and E.N. Nap; 1988
Sedimentconcentration and sediment transport
in case of irregular non-breaking waves with a
current, T.U.Delft.
- Karman, Th.von; 1930
Mechanical similarity and turbulence, Proc.3rd
Int.Conf.Applied Mechanics, Vol I, pag 85-92.
- Launder, B.E. and D.B. Spalding; 1972
Mathematical models of turbulence,
Academic press.
- Lundgren, H.; 1972
Turbulent currents in the presence of waves,
Proc.13th Int.Conf.Coastal Engineering, Vol I,
Chapter 33, Vancouver.
- Nezu, I. and W. Rodi; 1986
Open channel flow measurements with laser Doppler
anemometer, Journ.Hydraulic Eng. 112(5),335-355.
- Nadaoka, K. and Y. Hiroshi; 1989
A numerical simulation of wave boundary layer by
CIC method, Proc. Int. Symp. on Computational
Fluid Mech., Nagoya, pag. 983-988.
- Nadaoka, K. and M. Hino and Y.Koyano; 1989
Structure of the turbulent flow field under breaking
waves in the surf zone, J.Fluid Mech. Vol.204,
pp.359-387.
- Prandtl, L.; 1925
Bericht über Untersuch zur ausgebildeten Turbulenz,
Z. angew Math.Mech.,5. p.136.
- Reynolds, A.J.; 1974
Turbulent flow in engineering, Wiley, New York.
- Ribberink, J.; 1989
Bedforms, near-bed sedimentconcentrations and
sedimenttransport in simulated wave conditions,
Delft Hydraulics.
- Rodi, W.; 1980
Turbulence models and their application in
hydraulics, IAHR, Delft.
- Sleath, J.F.A.; 1985
Sea bed mechanics. Wiley.
- Sleath, J.F.A.; 1987
Turbulent osillatory flow over rough beds.
Journ.Fluid Mech., 182:367-409.
- Velden, E.T.J.M.van der; 1989
Collegehandleiding f7,
Coastal Engineering, T.U.Delft.
- Visser, P.J.; 1986
Wave basin experiments on bottomfunction due to

Vreugdenhil; 1980

Yukio Tadia; 1990

current and waves, Proc.20th.Int.Conf.Coastal Engineering, Vol I, chapt.61, Taipei.

Collegehandleiding, Waterloopkundige berekeningen II, T.U.Delft.

Variation of surf zone turbulence during one wave period, Abstr.22th Conf.Coastal Engineering, Delft.

SYMBOLENLIJST

a	vast niveau boven bodem niveau
\hat{a}	maximale horizontale uitwijking bij golf
\hat{a}_1	verticale uitwijking t.g.v. eerste sinuscomponent
\hat{a}_2	verticale uitwijking t.g.v. tweede sinuscomponent
c	sedimentconcentratie
c_0	concentratie op een referentieniveau
c_1	constante
c_D	constante
c_k	constante
$c_{d\epsilon}$	constante
$c_{p\epsilon}$	constante
c_ϵ	constante
c_v	constante
D	schatting voor de dikte van de grenslaag korreldiameter
E	energie
g	versnelling van de zwaartekracht
G	grootheid
h	waterdiepte
H	golfhoogte
i	verhang
j	index plaats
k	turbulentie energie per massa-eenheid golfgetal
l_m	mengweglengte
L	karakteristieke lengteschaal
n	index tijd nummer van profiel
p	druk
q	kinetische energie
q_{ij}	spanningen van Reynolds
s	drukgradiënt
S	amplitude van de drukgradiënt sedimenttransport
t	tijd
T	golfperiode
u	horizontale snelheid

u	schuifspanningssnelheid
u_m	maximale schuifspanningssnelheid
u'	erratische afwijking
u_{gem}	snelheid over periode gemiddeld
\hat{u}	amplitude van de snelheid
u_{max}	maximale snelheid gedurende een golfcyclus
U	karakteristiek snelheidsverschil
U_0	buitensnelheid
U_p	dieptegemiddelde snelheid
V_t	karakteristieke snelheidsschaal
w	valsnelheid van de sedimentdeeltjes verticale snelheid
x	coördinaat
z	coördinaat
z_0	maat voor ruwheid
z_1	niveau van het eerste roosterpunt
β	factor
δ_b	dikte van de bodemtransportlaag
Δ	verschil
ϵ	dissipatie van turbulentie energie per massa-eenheid
ϵ_f	mengingscoëfficiënt voor water (zelfdiffusie)
ϵ_s	mengingscoëfficiënt voor sediment
ζ	verplaatsing van het vrije wateroppervlak
η	niveau van het wateroppervlak dynamische viscositeit
κ	von Karman constante
ν	kinematische viscositeit
ν_t	turbulentie viscositeit
π	constante
ρ	massadichtheid
σ_k	constante
σ_ϵ	constante
τ	schuifspanning
τ_b	bodemschuifspanning
ω	hoeksnelheid

APPENDIX 1

AFLEIDING DIFFERENTIAALVERGELIJKINGEN VOOR K EN ϵ

Aangegeven wordt via welke weg de differentiaalvergelijkingen zijn afgeleid. De afleiding wordt alleen in grote lijnen bekeken. Zo wordt de Navier-Stokes vergelijking niet afgeleid en de ensemblemiddeling niet uitgevoerd.

Bij een turbulente stroming kan de gemiddelde totale kinetische energie gesplitst worden in de kinetische energie van de hoofdbeweging en de gemiddelde kinetische energie van de turbulente beweging.

$$\bar{q} = q_h + q_t$$

$$\frac{1}{2} \overline{\rho u_j u_j} = \frac{1}{2} \overline{\rho (\bar{u}_j + u'_j)(\bar{u}_j + u'_j)} = \frac{1}{2} \overline{\rho \bar{u}_j \bar{u}_j} + \frac{1}{2} \overline{\rho u'_j u'_j}$$

Waarin bij overstreping de tijdgemiddelde waarde (ensemblegemiddelde) wordt bedoeld. De accenten geven aan dat het om de turbulente component (erratische afwijking) gaat.

Voor alle drie de vormen (totale, hoofdbewegings en turbulentie energie) kan een balansvergelijking opgesteld worden. De massabalansvergelijking en impulsbalansvergelijking worden respectievelijk geschreven in de vorm van de continuïteitsvergelijking en de Navier-Stokes vergelijking. Als verondersteld wordt dat de vloeistof onsamendrukbaar is en dat de viscositeit onafhankelijk is van de plaats, geldt:

C : Continuïteit :

$$\nabla_i u_i = 0$$

NS : Navier-Stokes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_j) + \nabla_i (\rho u_i u_j) + \nabla_j p - \eta \nabla_i^2 u_j = k_j$$

Bij ensemblemiddeling geschiedt de middeling over een "ensemble" van mogelijke bewegingen die ieder binnen de te stellen grenzen voldoen aan het systeem van differentiaalvergelijkingen plus rand- en beginvoorwaarden. De optredende stroming is dan op te vatten als een toevallige realisering uit het ensemble. Door een ensemblemiddeling van een combinatie van NS en C ontstaat de balansvergelijking voor de gemiddelde totale kinetische energie:

$$\bar{E} : \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla_i (\bar{u}_i \bar{q}) + \nabla_i [\overline{p u_i + u_j (-\eta (\nabla_i u_j + \nabla_j u_i)) + q_{ij} \bar{u}_j + \frac{1}{2} \rho u_i' u_j'}] =$$

(a)

(b)

(c)

$$- \frac{\eta}{2} \overline{(\nabla_i u_j + \nabla_j u_i)^2} + \overline{k_j u_j}$$

(d)

(e)

waarin

- (a) verandering van q in de tijd
- (b) convectorie van q
- (c) diffusief transport van q door drukken en schuifspanningen samenhangend met moleculaire en met turbulente bewegingen en gecorreleerde turbulente fluctuaties
- (d) dissipatie aan de warmtebeweging
- (e) arbeid geleverd door uitwendige krachten

Door ensemblemiddeling van NS ontstaat de Reynolds-vergelijking:

RE :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_j) + \nabla_i (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) + \nabla_i q_{ij} + \nabla_j \bar{p} - \eta \nabla_i^2 \bar{u}_j = \bar{k}_j$$

waarin de spanningen van Reynolds zijn gedefinieerd door:

$$q_{ij} = \overline{\rho u_i' u_j'}$$

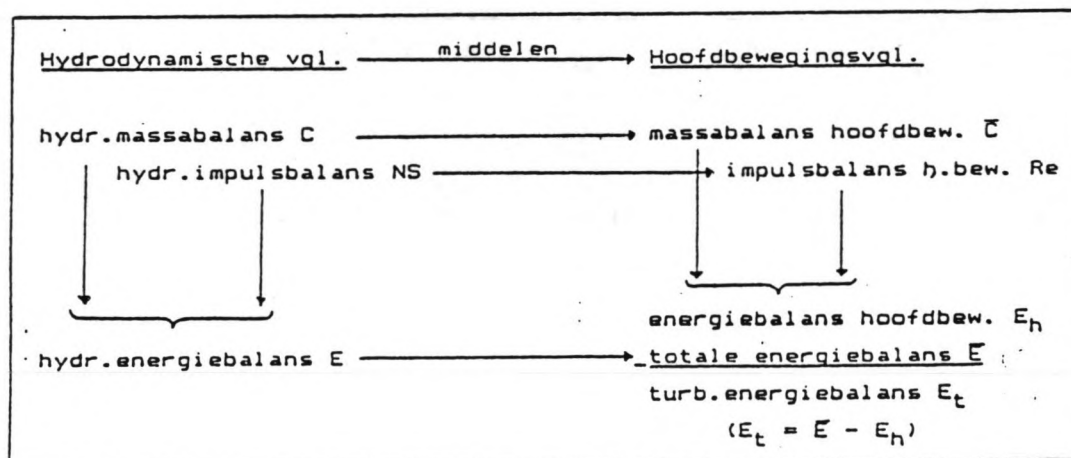
Door een combinatie van RE en de ensemblagemiddelde vorm van C ontstaat de balansvergelijking voor de hoofdbeweging:

$$\begin{aligned}
E_h : \frac{\partial}{\partial t} q_h + \nabla_i (\bar{u}_i q_h) + \nabla_i [\bar{p} \bar{u}_i + \bar{u}_j q_{ij} + \bar{u}_j (-\eta (\nabla_i \bar{u}_j + \nabla_j \bar{u}_i))] = \\
\qquad (a) \qquad (b) \qquad (c) \\
= + q_{ij} \nabla_i \bar{u}_j - \frac{\eta}{2} (\nabla_i \bar{u}_j + \nabla_j \bar{u}_i)^2 + \bar{k}_j \bar{u}_j \\
\qquad \qquad \qquad (d) \qquad (e) \qquad (f)
\end{aligned}$$

waarin

- (a) verandering q_h in de tijd
- (b) convectief transport van q_h
- (c) diffusief transport van q_h door de viskeuze druk en schuifspanningen van Reynolds
- (d) arbeid door gemiddelde uitwendige krachten
- (e) dissipatie aan de warmtebeweging
- (f) arbeid geleverd door gemiddelde uitwendige krachten

De balansvergelijking voor de kinetische energie van de turbulente beweging is af te leiden uit het verschil van de gemiddelde totale kinetisch energie en de energie van de hoofdbeweging. De vergelijking ontstaat ook uit een combinatie van de continuïteits- en Navier-Stokes vergelijking voor de turbulente beweging. Deze vergelijkingen worden verkregen door de vergelijkingen voor de hoofdbeweging af te trekken van de vergelijkingen voor de momentane waarden.



De energievergelijkingen van de turbulentie energie heeft de vorm:

$$E_t : \frac{\partial}{\partial t} q_t + \nabla_i (\bar{u}_i q_t) + \nabla_i [\frac{1}{2} \rho \overline{u'_i u'_j u'_j} + \overline{u'_i p'} + \overline{u'_j (-\eta (\nabla'_i u'_j + \nabla'_j u'_i))}] =$$

$$= - q_{ij} \nabla_i \bar{u}_j - \frac{\eta}{2} \overline{(\nabla_i u'_j + \nabla_j u'_i)^2} + \overline{k'_j u'_j}$$

(a)
(b)
(c)
(d)
(e)
(f)

waarin

- (a) verandering van q_t in de tijd
- (b) convectie van q_t door de hoofdbeweging
- (c) diffusief transport van q_t door turbulente snelheidsfluctuaties en druk- en viskeuze schuifspanningsfluctuaties
- (d) arbeid geleverd door de spanningen van Reynolds
- (e) dissipatie aan de warmtebeweging
- (f) arbeid door fluctuaties van uitwendige krachten

De diffusieve transporten (c) worden veelal samengevat in een gradiënttype transportterm:

$$-\frac{\rho v_t}{\sigma_k} \nabla_i k \quad \text{waarin } \sigma_k \text{ een constante is}$$

Delen door ρ en verwaarlozen van (f) en gebruikmaking van

$$q_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j} = -\rho v_t \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)$$

levert

$$\frac{Dk}{Dt} = \nabla_i \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \nabla_i k \right) + v_t [(\nabla_i \bar{u}_j)^2 + (\nabla_i \bar{u}_j)(\nabla_j \bar{u}_i)] - c_D \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}$$

In het k- ϵ model geldt:

$$v_t = c_1 \frac{k^2}{\epsilon}$$

De gebruikte differentiaalvergelijking voor de dissipatie van turbulentie energie volgt indien een analogie tussen diffusie van ϵ en diffusie van massa, impuls en turbulentie energie verondersteld wordt. De vergelijkingen worden dan:

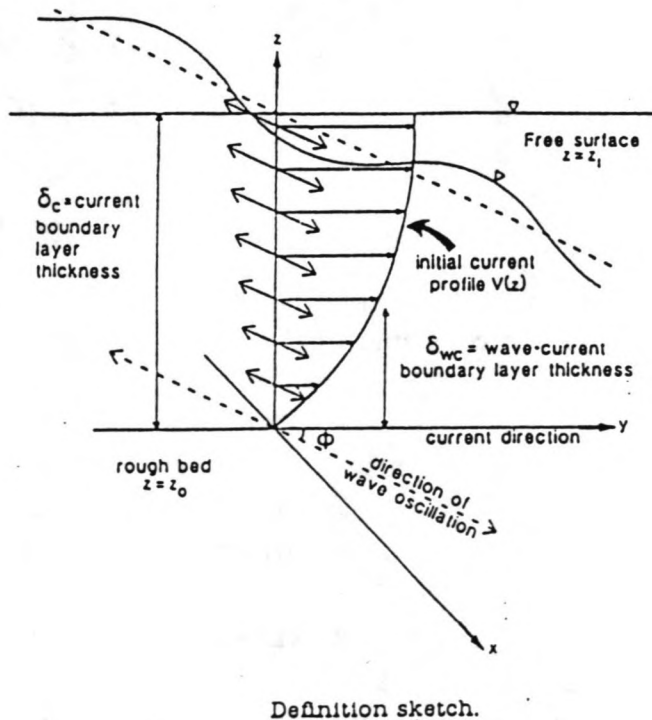
$$\frac{\partial k}{\partial t} = c_1 \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial k}{\partial z}\right) - \epsilon$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = c_{pe} k \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \frac{c_1}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z}\right) - c_{de} \frac{\epsilon^2}{k}$$

APPENDIX 2

BESCHRIJVING TOEGEPAST K-MODEL

Door A.G. Davies, R.L. Soulsby en H.L. King zijn resultaten gepubliceerd van een numeriek k-model [Journal of Geophysical Research, Vol.93, no.C1, pages 491-508, 1988]: A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer. In par. 3.4 is het k-model in algemene zin besproken; de turbulentie viscositeit wordt opgelost m.b.v. een differentiaal vergelijking voor de turbulentie energie (k). Bij het k-model moet, in tegenstelling tot het $k-\epsilon$ model, een lengteschaal worden opgelegd. Het betreft hier een k-model dat toegepast is met een waterdiepte van 10 m, een golfperiode van 8 s en snelheidsamplitudes van resp. 0.5, 1.0 en 1.5 m/s die onder een hoek met een constante stroom worden opgelegd. De constante stroom is bij afwezigheid van golven 1.0 m/s. De hoeken waarmee de golven op de stroom worden gesuperponeerd, zijn resp. 0, $\pi/4$ en $\pi/2$. De z_0 is genomen op 5.0 mm.



De berekeningen zijn gemaakt door eerst alleen de stroom op te wekken en daarna de golven te superponeren. Als de drukgradiënt die de stroming veroorzaakt constant

wordt gehouden ontstaat er bij het superponeren van een golf, een kleinere gemiddelde stroom. Het duurt vervolgens enige uren voordat een evenwichtsituatie is ontstaan. Evenals in het k-ε model dat in dit rapport besproken is, vindt men ook hier drukgradiënten voor de constante stroom die aanzienlijk kleiner zijn dan de drukgradiënten voor de golven.

Evenals in het k-ε model is de convectieve term verwaarloosd. De gebruikte differentiaalvergelijking voor de turbulentie energie bevat een extra term; de turbulentie energie die in de richting loodrecht op de stroom wordt opgewekt, wordt in rekening gebracht. Deze term was niet aanwezig in het k-ε model dat in dit rapport is behandeld omdat de stroom en de golfvoortplantingsrichting altijd dezelfde richting hadden. De k-transportvergelijking is:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = v_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \epsilon$$

waarin

$$v_t = c_v \sqrt{k} L$$

voor de lengteschaal is genomen:

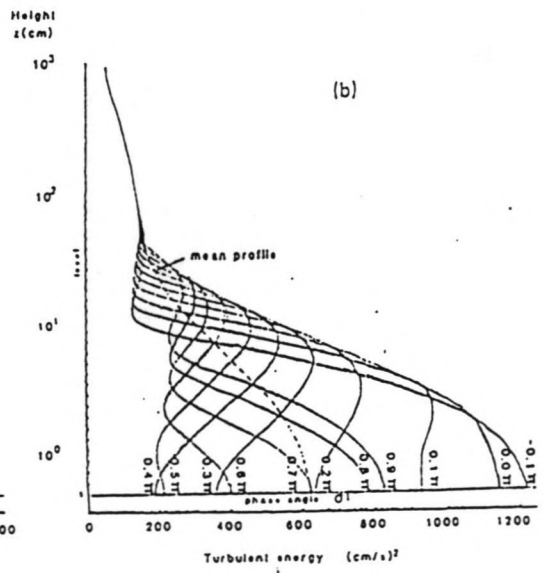
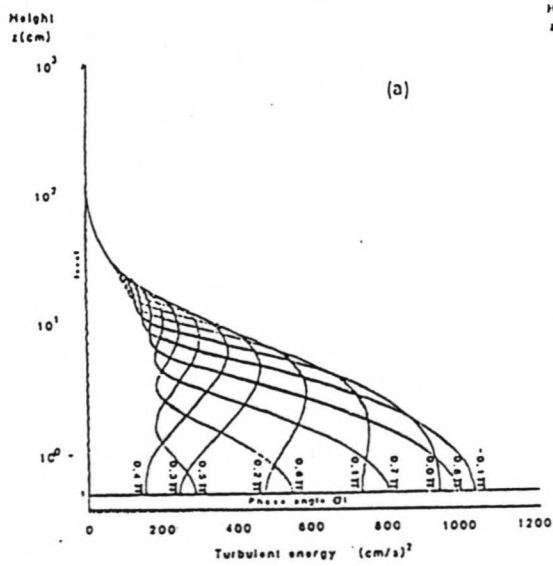
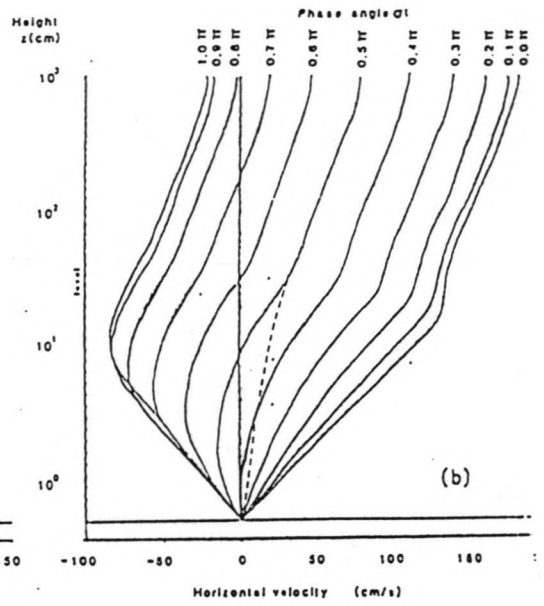
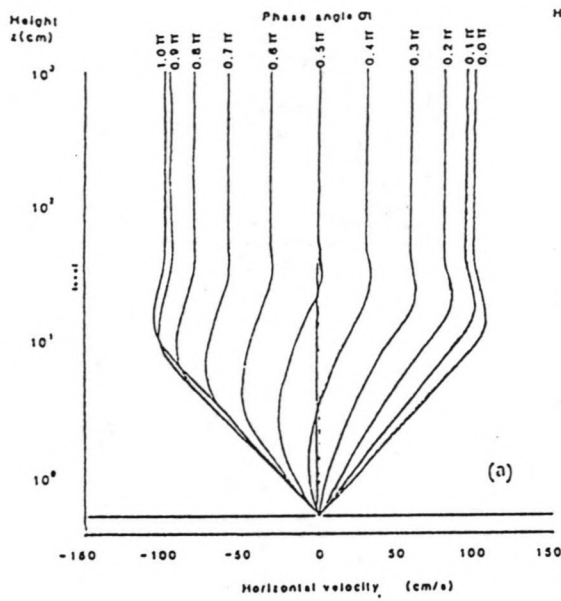
$$L = \kappa \sqrt{k} \int_{z_0}^z \left(\frac{1}{\sqrt{k}} dz + \frac{z_0}{\sqrt{k}} \right)$$

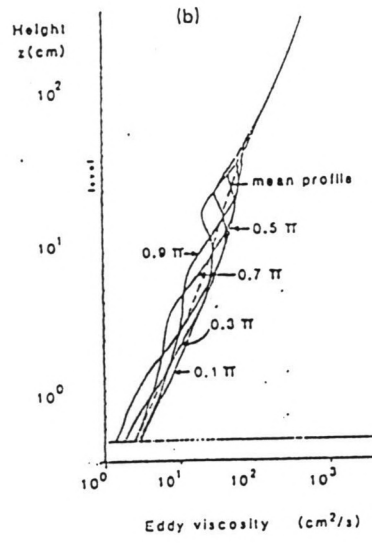
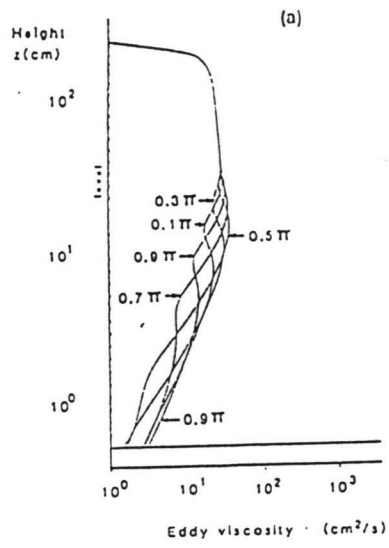
waarin

- k_0 : turbulente energie op niveau $z=z_0$.
 κ : von Karman constante (0.4).

De lengteschaal neemt niet af bij kleinere afstanden tot het vrije wateroppervlak wat in werkelijkheid wel het geval is. Dit is gebleken uit onderzoek van I. Nezu en W. Rodi (1986). De resultaten bij het vrije wateroppervlak zijn daarom minder betrouwbaar.

Resultaten voor het geval waarbij geen stroom aanwezig (a) is en voor het geval waarbij naast de golfbeweging een stroom van 1.0 m/s aanwezig is (b), zijn hieronder weergegeven. De golfvoortplantingsrichting was in het tweede geval in dezelfde richting als de stroom. Momentane profielen waarbij de drukgradiënt (naar links gericht) voor de golf een sinusvorm heeft, zijn weergegeven.





APPENDIX 3

RESULTATEN BIJ VASTE VISCOSITEIT

In par. 5.3.3 is gebleken dat de met het numerieke model verkregen waarden voor de turbulentie viscositeit, kleiner zijn dan de uit de metingen berekende mengingscoëfficiënten voor sediment. Er wordt nu een geval besproken waarbij de waarde voor de mengingscoëfficiënt voor het sediment als waarde voor de turbulentie viscositeit wordt ingevoerd in het numerieke model. De mengingscoëfficiënt is een vaste waarde gedurende een golfcyclus. De mengingscoëfficiënt berekend uit het geval met een gemiddelde stroom van 0.10 m/s voor de zandkorrelverdeling met $D_{50} = 179E-6$ m is opgelegd. Dit profiel is geschematiseerd in drie gedeelten zoals in figuur AP1 is weergegeven. Uit de met deze turbulentie viscositeit berekende snelheidsprofielen blijkt dat er verschillen zijn met de resultaten uit het k- ϵ model. Vergelijk de figuren D1 en D2 met de figuren AP2 en AP3. De grenslaag is nu dikker maar de verschillen zijn niet zeer groot. Daaruit kan geconcludeerd worden dat:

- de invloed van de turbulentie viscositeit op de snelheidsprofielen niet zeer groot is.

Dit is te verwachten in het gebied waar de golfgrenslaag afwezig is omdat hier de snelheidsgradiënten klein zijn; de afwijkende turbulentie viscositeit maal de snelheidsgradiënten geeft ook niet al te grote afwijkingen in de schuifspanningsprofielen. Kleine afwijkingen in de schuifspanningsprofielen geven ook kleine afwijkingen in de snelheidsprofielen.

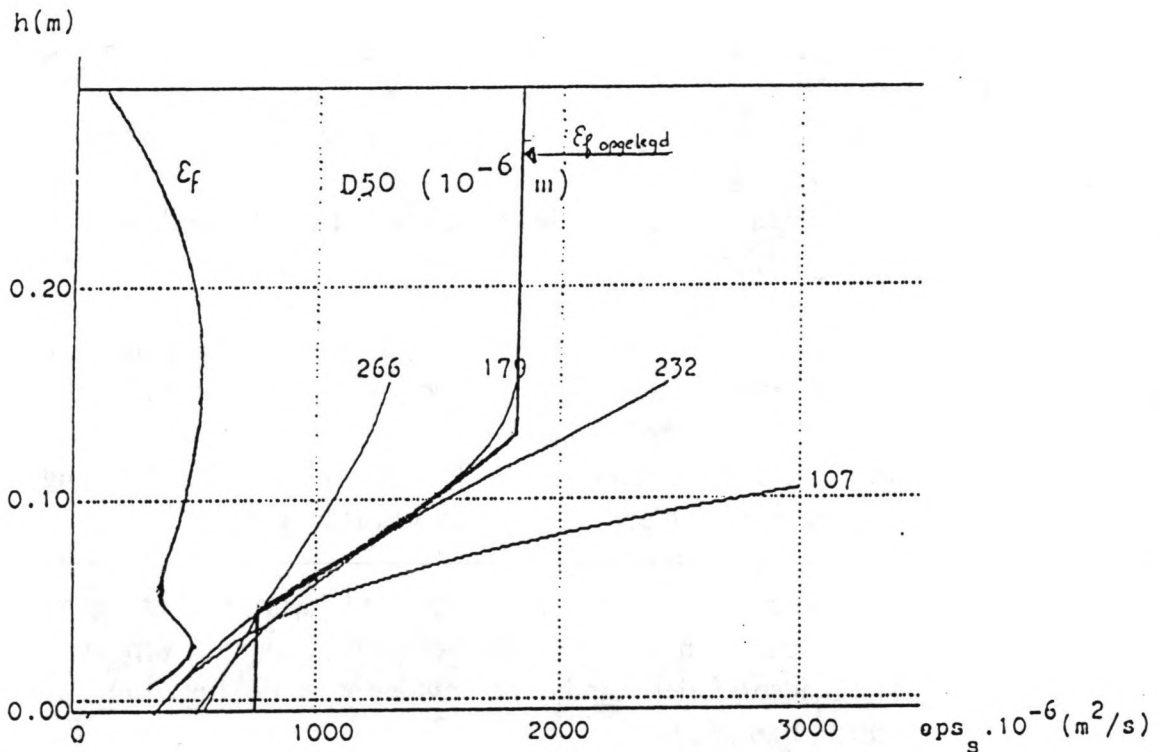
- de snelheidsprofielen die berekend worden uit gegevens van concentratie metingen, niet wezenlijk afwijken van de werkelijke snelheidsprofielen omdat de invloed van de fout die dan gemaakt wordt, beperkt is.
- snelheidsprofielen beter geschat kunnen worden uit metingen van sedimentprofielen dan sedimentprofielen geschat kunnen worden uit snelheidsprofielen.

De invloed van de transportcoëfficiënt is bij snelheidsprofielen minder groot dan bij sedimentprofielen. De fout die gemaakt wordt bij de schatting van de turbulentie viscositeit uit sedimentprofielen heeft minder invloed op de

snelheidsprofielen dan de invloed van de fout die gemaakt wordt bij de schatting van de mengingscoëfficiënt uit de snelheidsprofielen op de sedimentprofielen.

De grootheden in de figuren zijn dimensieloos en kunnen vermenigvuldigd worden met de volgende factoren:

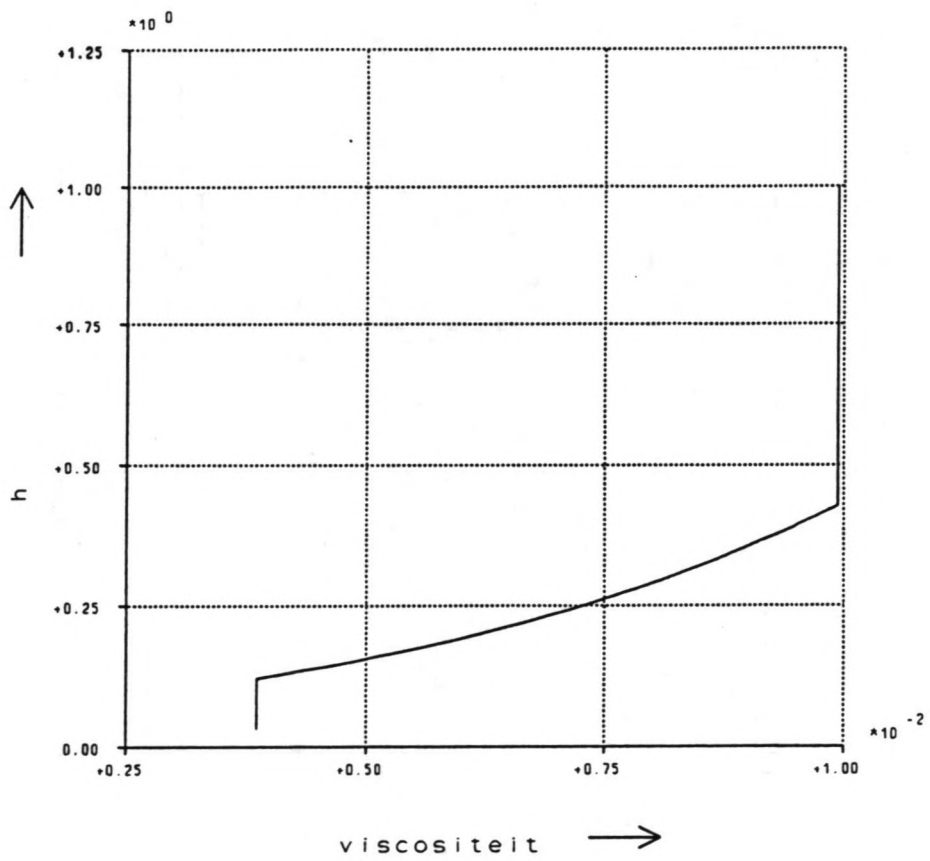
h : * 0.3 m
 u : * 0.604 m/s
 v_t : * 0.1811 m²/s



Diffusiecoëfficiënt-verdelingen bij $U = 0.10$ m/s en $T = 1.7$ s.
 $H = 0.115$ m.

LEGENDA

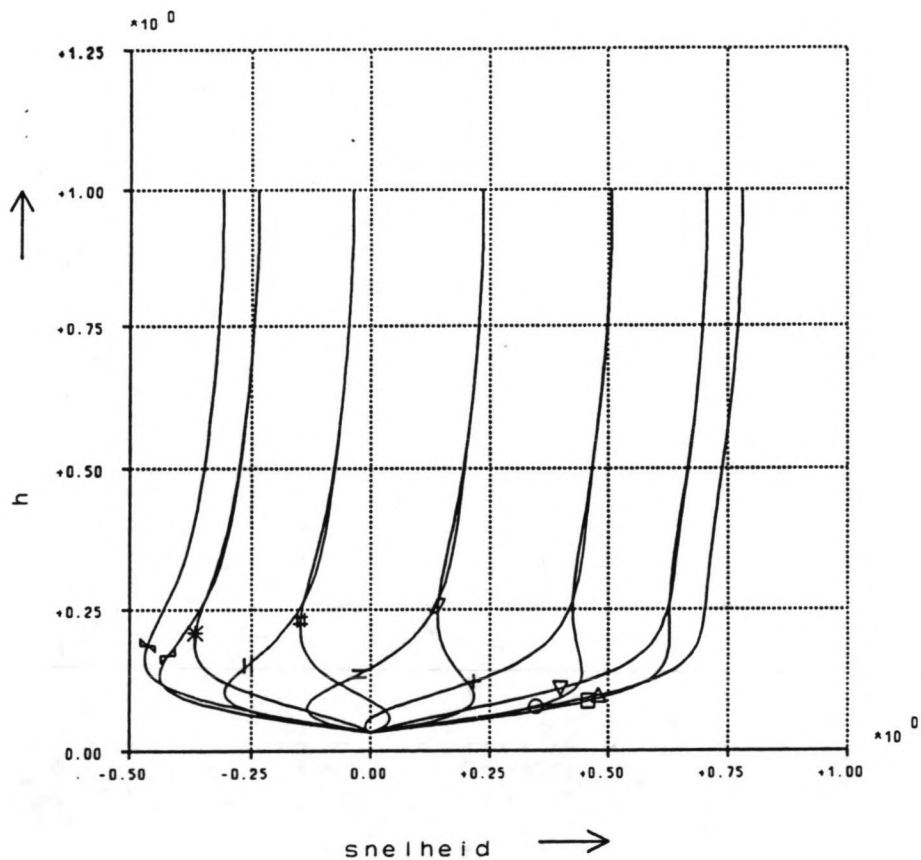
○ : turb. viscositeit-profiel



Afstudeerproject	plot_0v1.dat
Profielen m.b.v. k-epsilon model	Figuur AP1

LEGENDA

- | | |
|-----------------|------------------|
| ○ : u-profiel 1 | : u-profiel 7 |
| □ : u-profiel 2 | ∩ : u-profiel 8 |
| △ : u-profiel 3 | ∪ : u-profiel 9 |
| ▽ : u-profiel 4 | * : u-profiel 10 |
| + : u-profiel 5 | # : u-profiel 11 |
| = : u-profiel 6 | ∅ : u-profiel 12 |

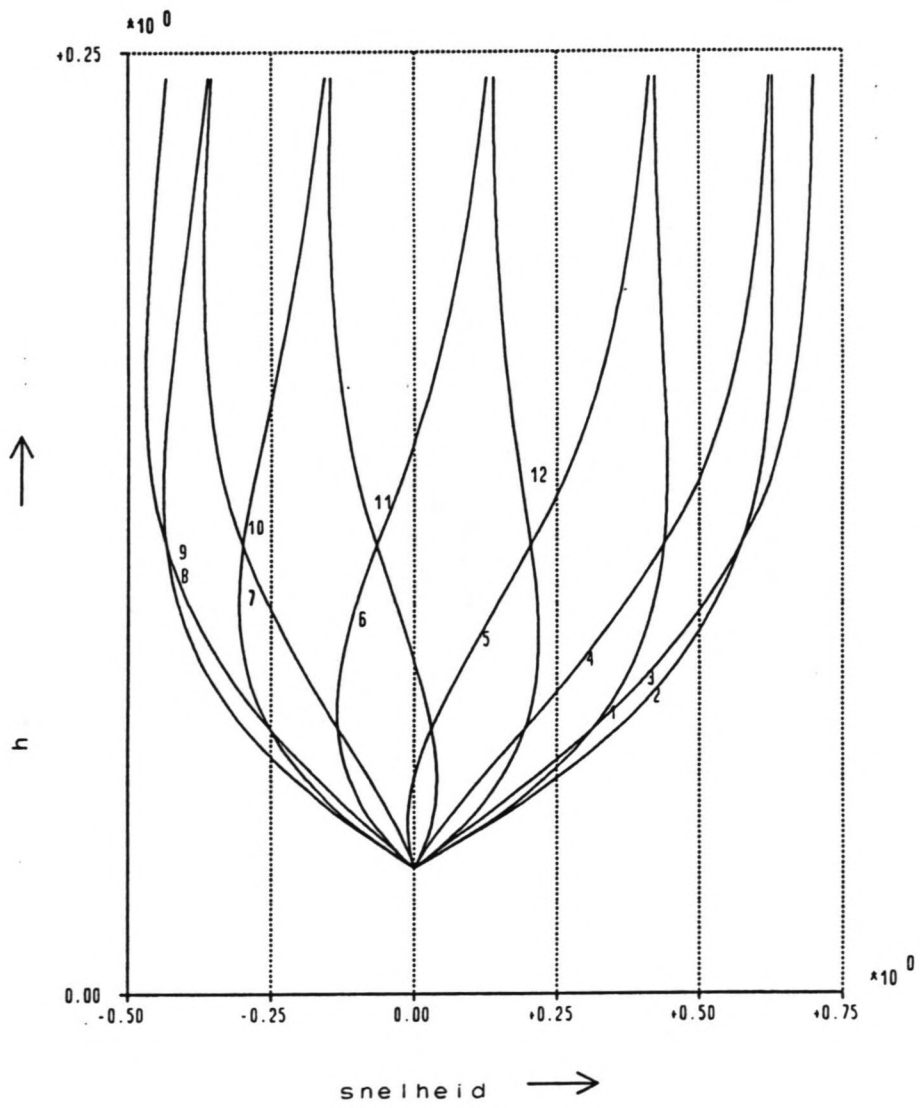


Afstudeerproject

plot_Out1.dat

Profielen m.b.v. k-epsilon model

Figuur AP2



Afstudeerproject	plot_0u2.dat
Profielen m.b.v. k-epsilon model	Figuur AP3



